

# FIZIKAI SZEMLE

Az  
Eötvös Loránd  
Fizikai Társulat  
Lapja

## TARTALOMJEGYZÉK

*Marx György* : Az atommag nélküli atom: a pozitronium

*Román Pál* : Maxwell elektrodinamikája mai szemmel

*Szimán Oszkár — Evva Ferenc* : Szovjet eredmények az elméleti  
fotografiában

### A FIZIKA TANÍTÁSA

*Sas Elemér* : Influenziagép keltette áram hőhatásának bemutatása

*Hidasi Lajos* : Optikai rácsok másolása

### HIREK — EGYESÜLETI ÉLET

### KÖNYVSZEMLE

### A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL





Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Faragó Péter, Keszthelyi Lajos, Marx György, Szamosi Géza,  
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Turiné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010 \*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat  
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850  
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat József nádor tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022  
Csekkszám: 61257

Előfizetés egy évre 30,—, félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

## СОДЕРЖАНИЕ

Дь. Маркс, Безъядерный атом — позитроний  
П. Роман, Электродинамика Максвелла сегодняшним взглядом  
О. Симан — Ф. Эва, Успехи советской теоретической фотографии

### ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Э. Шаш, Демонстрирование Теплового эффекта тока электрофорно  
машины  
Л. Хидаш, Копирование оптических решеток  
ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ  
ОБЗОР КНИГ  
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## INHALT

Gy. Marx, Das kernlose Atom: das Positronium  
P. Román, Die Maxwell'sche Elektrodynamik vom heutigen Standpunkt  
O. Szimán — F. Evva, Sowjetische Erfolge auf dem Gebiete der theore-  
tischen Photographie

### PHYSIKUNTERRICHT

E. Sas, Influenzmaschine zur Demonstration der Wärmestrahlung des  
elektrischen Stromes  
L. Hidasi, Kopieren optischer Gitter  
NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN  
BUCHBESPRECHUNG  
FORTSCHRITTE DER PHYSIK

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1955. XII. 6. Példányszám: 1600. Terjedelem: 4 (A/5) ív, 15 ábra

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602 Á szerint készült

Akadémiai Nyomda, Gerlóczy-utca 2. — 38356/56 — Felelős vezető: Puskás Ferenc



# A FIZIKAI SZEMLE VI. ÉVFOLYAMÁNAK TARTALOMJEGYZÉKE

## TUDOMÁNYOS CIKKEK

Az V. Magyar Fizikus Vándorgyűlés .....	193
Bozóky László: A rádióizotópok felhasználásáról .....	52
Bukovszky Ferenc: Az impulzustétel és néhány alkalmazása .....	93
Fáy Gyula—Tábori Gizella: A 70 éves Balmer-formula .....	89
Groma Géza: Mikrohullámú elektroncsövek .....	79
Gyarmati István: A termodinamika „válsága” és egy új elmélet .....	185
Györgyi Géza: Az atommagok periódusos rendszeréről .....	58
Hrehuss Gyula: Diffúziós ködkamra bemutatási célokra .....	153
Javaslatok a II. Ötéves Terv irányelveihez .....	111
Kedves Miklós: Síkfelülettel határolt fénytörő anyagokban keletkező virtuális képek .....	129
A. N. Lavricsev: A Szovjetunió segítsége más országok számára az atomenergia békés felhasználásában .....	36
Marx György: Az atommag nélküli atom, a pozitronium .....	3
Neszmélyi András: Kísérleti reaktorok .....	46
Pál Lénárd: Ferromágneses félvezetők .....	156
Román Pál: Az antiproton .....	177
Román Pál: Maxwell elektrodinamikája mai szemmel .....	9
Sándor Endre: A 60 éves röntgensugárzás .....	113
Szamosi Géza: A maghasadás fizikai elmélete .....	38
Szalay Sándor—Berényi Dénes: Termionukleáris atommagfolyamatok és a H-bomba .....	145
Szimán Oszkár—Erva Ferenc: Szovjet eredmények az elméleti fotográfiában .....	14
Sir Robert Wattson Watt: A tudományos dolgozók nevelése .....	126

## A FIZIKA TANÍTÁSA

Bujdosó Ernő: Alfa-részecskék kimutatása diapozitív lemezben .....	163
Cserecsnyés József: Geiger—Müller számláló az atomfizika tanításában .....	99
Darvas Andor: Egyszerű áramlási kísérletek egyszerű eszközökkel .....	137
Gécs Mária—Keszthelyi Lajos: Magfizikai mérések a fizikusképzésben .....	68
Hidasi Lajos: Optikai rácok másolása .....	24
Sas Elemér: Influenziagép keltette áram hőhatásának bemutatása .....	23

## KÖNYVSZEMLE

A Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézetének Közleményei	
III. kötet 5. számának ismertetése .....	29
III. kötet 6. számának ismertetése .....	105
IV. kötet 1. számának ismertetése .....	142
IV. kötet 2.,—3.,—4. füzetének ismertetése .....	205
Acta Physica IV. kötet 4. füzetének ismertetése .....	29
V. kötet 1. füzetének ismertetése .....	30
V. kötet 2. füzetének ismertetése .....	170
V. kötet 3. füzetének ismertetése .....	171
V. kötet 4. füzetének ismertetése .....	173
J. N. Bronstein—K. A. Szemengajev: Matematikai zsebkönyv .....	106
Budincsevicz Andor—Román Pál: Az atomok világában .....	107
E. Curie: Madame Curie .....	174
Dezső Loránt: A Nap és hatásai Földünkön .....	31
Magyar Fizikai Folyóirat III. kötete 5—6. számának ismertetése .....	105
IV. kötete 1. számának ismertetése .....	173
IV. kötete 2. számának ismertetése .....	173
Öveges József: Az elektronok nyomában .....	108
Öveges József: Elektromosság és az élet .....	141
Öveges József: A legújabb kor fizikája .....	141
Schümanek Emil: Bánki Donát tudományos munkássága .....	31
E. V. Spolszkij: Atomfizika I. (II. kiadás) .....	174
Valkó I. Péter: Mikrohullámú erősítőcsövek .....	30
Vövény—Jurány: Hossz- és szögmérő eszközök .....	207
M. Wilson: Villámok között .....	141

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL .....	32, 75, 108, 142, 170, 205
HÍREK — EGYESÜLETI ÉLET .....	25, 74, 101, 166, 197







# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VI. évfolyam

I. szám

1956. február

## Az atommag nélküli atom: a pozitronium\*

Napjainkban a fizika alapvető problémáit kutató vizsgálatok közül legaktuálisabb az elemi részek kölcsönhatásának tanulmányozása. Az elemi részek jelentik az anyag ma ismert legkisebb építőegységeit, ezért az elemi részecskékre vonatkozó törvényekből elvben minden fizikai jelenségnek levezethetőnek kell lennie. Ebben rejlik az elemi részek fizikájának központi fontossága.

Az atomfizikában a részecskék kölcsönhatását kétféleképpen lehet tanulmányozni: Az első régebbi módszer a kötött állapotokat vizsgálja. A kötött állapotban levő részecskék által emittált sugárzás vonalas spektruma és így a kialakult diszkrét energianívók nagy pontossággal észlelhetők, ezek ismerete pontos felvilágosítással szolgál az anyag mozgástörvényeire vonatkozólag. A másik módszer a kötetlen, szabad részecskék egymásra való hatásának vizsgálata. A kölcsönhatást jellemző hatáskeresztmetszet a szórás-kísérletekből jóval bizonytalanabban határozható meg, meg sem közelíti a spektroszkópiai méréseknek minden fizikai kísérlet példaképeként szolgáló nagy precizitását. Ezért finomabb hatásokról elsősorban a kötött állapotok, színeképek tanulmányozása tud számot adni.

A természetben előforduló kötött elemirészrendszerek az atommagok és az atomok. (A molekulák és kristályok atomokból felépültek tekinthetők.) Az atomok és magok elektronokból, protonokból és neutronokból épülnek fel, tehát tanulmányozásuk csak erre a három elemi részre vonatkozólag szolgálhat felvilágosítással. Ezért a többi részecskére (pozitronok, mezonok, hyperonok) vonatkozólag csak kevésbé pontos, vagy erősen közvetett megfigyelési adatok jutottak a fizikusok birtokába.

Ezen a helyzeten jelentett döntő változást az a felfedezés-sorozat, mely az utóbbi években megmutatta: mindenfajta elemi részből kialakulhat többé-kevésbé stabilis kötött rendszer, és az megfelelő finom kísérleti technikával hozzáférhető a megfigyelés számára. A  $\mu$ -mezon az atom befoghatja egy elektron-pályára, a  $\mu$ -mezon itt kvantumugrásokat végezve színeképet sugározhat ki, míg végül a legbelső pályáról  $10^{-8}$  sec után a

mag elnyeli.<sup>1</sup> (A  $\mu$ -mezon-atomok Röntgen-színképét kísérletileg észlelték, és az az atommag kiterjedésére vonatkozó ismereteink jelentős módosulását eredményezte.) Hasonló körülmények közt jön létre a  $\pi$ -mezon-atom is.<sup>2</sup> A legutóbbi években sikerült kimutatni, hogy a legnehezebb részecske, a hyperon helyet foglalhat az atommag kötelékében, ott a neutron helyettesíti.<sup>3</sup> A hyperon-atommagok észlelése a nukleonok mibenlétére, szerkezetére vonatkozólag szolgált döntő-jelentőségű ismeretgyarapodással. Körülbelül ezekkel egyidőben, 1951-ben felfedezték a pozitroniumot<sup>4</sup> is, az egymás körül keringő elektronból és pozitronból álló kötött rendszert.

Tudjuk, hogy a pozitron a legelsőnek felfedezett elemi részek közé tartozik: 1933-ban észlelte a kozmikus sugárzásban Anderson. Ott azáltal jön létre, hogy a nagyenergiájú  $\gamma$ -foton egy atommag terében elektron-pozitron-részecskepárrá alakul át. Ezt a »párkeltést« vagy »materializációt« ködkamrában megfigyelték. A pozitron létét még évekkel felfedezése előtt Dirac elméleti úton megjósolta. A várakozás szerint a pozitron és elektron töltése ellenkező előjelű, de abszolút értékük egzaktul megegyezik, ugyanúgy tömegük és spinjük is. A megfigyelések mindezt a legteljesebb mértékben megerősítették. Page mérései szerint az elektron és pozitron fajlagos töltése (előjeltől eltekintve) 0,01% eltérést sem mutat (1953). Lindström a pozitron által keltett  $\gamma$ -sugárzás energiáját megmérve kimutatta, hogy az elektron és pozitron tömege 0,01% pontossággal megegyezik. Ezekből levonhatjuk a következtetést, hogy Dirac elmélete az elektron és pozitron egységes és helyes leírását szolgáltatja.

A pozitron észlelése, felfedezése azért volt nehéz feladat, mert a pozitron nagyon rövid ideig létezik a természetben. Ez nem azt jelenti, hogy a pozitron talán nem stabilis. A  $\gamma$ -kvantum által keltett vagy radioaktív atommagok által emittált részecske magárahagyatva, vákuumban tetszőlegesen hosszú ideig fennmarad, akárcsak testvére, az elektron. A pozitronnak megvan azonban az a hajlandósága, hogy elektronnal

<sup>1</sup> Fizikai Szemle 4. 63. 1954.

<sup>2</sup> Fizikai Szemle 3. 165. 1953.

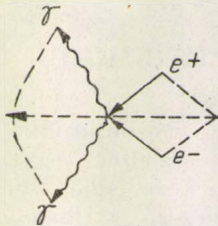
<sup>3</sup> Fizikai Szemle 4. 40. 1954.

<sup>4</sup> Fizikai Szemle 3. 165. 1953.

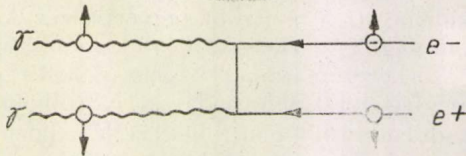
\* A IV. Magyar Fizikus Vándorgyűlésen, Egerben előadva.



találkozva együtt elektromágneses sugárzássá alakuljanak át. Mivel környezetünkben minden anyag atomokból áll, az atomok pedig elektronokat tartalmaznak, a pozitronnak sok alkalma van az elektronnal való találkozásra és a szétsugárzásra.<sup>5</sup> (Ha egy távoli térrészben olyan atomok léteznének, melyek negatív magjai körül pozitronok keringenének, akkor itt az elektron volna ritka vendég: most az elektronnak volna nagy



1. ábra. Kétfotonos szétsugárzás impulzusviszonyai



2. ábra. A kétfotonos szétsugárzás »gráfja« és a spin-viszonyok

esélye valamelyik atom pozitronjával való összecsapódásra és szétsugárzásra. A pozitronok viszont ezen az elektron-szegény vidéken hosszú életkort élnek meg.) Vizsgáljuk meg ezt a »szétsugárzásnak« nevezett folyamatot részletesebben. A  $v_-$  sebességű elektron és a  $v_+$  sebességgel beléütköző pozitron energiája együtt alakul át a keletkező foton  $h\nu$  energiájává, impulzusaik eredője adja a foton  $h\nu/c$  impulzusát:

$$\frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v_-^2}{c^2}}} + \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v_+^2}{c^2}}} = h\nu,$$

$$\frac{mv_-}{\sqrt{1 - \frac{v_-^2}{c^2}}} \cos \delta_- + \frac{mv_+}{\sqrt{1 - \frac{v_+^2}{c^2}}} \cos \delta_+ = \frac{h\nu}{c}.$$

Könnyű belátni, hogy az energia- és impulzus-egyenlet egyidejűleg nem állhat fenn. Ehhez ui. az volna szükséges, hogy  $(h\nu - t \text{ kiküszöbölve})$

<sup>5</sup> Hangsúlyoznunk kell, hogy az elektron és pozitron szétsugárzásánál nincs arról szó, hogy anyag megsemmisülne, tömeg »eltűnne« és energia »keletkezne«. Mindössze az történik, hogy a nyugalmi tömeggel rendelkező részecskébe tömörült anyag átalakul egy másik anyagformává: sugárzássá. Energia is, tömeg is szigorúan megmarad az átalakulás során: a kezdeti részecskék nyugalmi és kinetikus energiája egyenlő a keletkezett sugárzás energiájával, az elektron és pozitron tehetetlen tömege a keletkezett fotonok tehetetlen tömegével.

$$\frac{c}{\sqrt{1 - \frac{v_-^2}{c^2}}} + \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{v_+^2}{c^2}}} =$$

$$= \frac{v_-}{\sqrt{1 - \frac{v_-^2}{c^2}}} \cos \delta_- + \frac{v_+}{\sqrt{1 - \frac{v_+^2}{c^2}}} \cos \delta_+$$

legyen, azaz  $v_{\pm} > c$ , már pedig a relativisztikus mechanika ismert tétele értelmében az elektron és pozitron  $v_{\pm}$  sebessége mindig kisebb, mint a  $c$  fénysebesség. Ezért a szétsugárzás egy fotonra nem történhetik meg, mert nem áll rendelkezésre a fotonemisszióhoz szükséges impulzus. Két fotonra való szétsugárzás már végbemegy, mert kellőképpen széttartó fotonok impulzusa elég kicsiny lehet, fedeződhetik az elektron-pozitron-pár eredő impulzusából. Látható ebből, hogy a szétsugárzás ún. másodrendű folyamat: két emissziós aktusból épül fel. Az elektromágneses tér kvantumelmélete alapján kiszámítható a folyamat hatáskeresztmetszete is. Erre a következő képlet adódik:

$$\sigma = r_0^2 \pi \frac{c}{v_+}.$$

Itt  $r_0 = 2,8 \cdot 10^{-13}$  cm a »klasszikus elektronsugár«,  $r_0^2 \pi$  tehát az elektron »klasszikus keresztmetszete«. Az  $e$  mellett szereplő  $c/v_+$  szorzót is megérthetjük: minél kisebb a pozitron  $v_+$  sebessége, annál tovább tartózkodik az elektron közelében, tehát annál több alkalma van a szétsugárzásra. A szétsugárzás valószínűsége a pozitron elektron közelében való tartózkodásának valószínűségével arányos.

A szétsugárzási hatáskeresztmetszet még mérsékelt sebességeknél is elég kicsiny. A pozitron az anyagon való áthaladás során sokszor ütközhetik szabad elektronokkal, atommagokkal, a nélkül, hogy a szétsugárzódásra sor kerülne. A közel fénysebességgel születő pozitronnak általában van elég ideje ahhoz, hogy a gázmolekulákkal ütközve lefékeződjék az anyag hőmozgásából adódó csekély sebességre. Csak ezután sugárzódik szét, mikor már nincsen számottevő kinetikus energiája. Ezt a következtetést megerősíti a tapasztalat: A megfigyelés szerint a két keletkező foton nagyjából  $180^\circ$  alatt repül szét, jelölül annak, hogy az elektron-pozitron-pártól számottevő impulzust nem kaptak.

A fentiek ismeretében merült fel még húsz évvel ezelőtt Mohorovicic horvát fizikusban a következő gondolat: Ha a szétsugárzás nem következik be szükségszerűen, amint egy elektron és egy pozitron egymást  $10^{-8}$ – $10^{-10}$  cm távolságra megközelíti, akkor a két részecskéből az elektromos Coulomb-vonzás folytán hidrogénatomhoz hasonló rendszer alakulhat ki. A pozitron az elektront befoghatja és az keringhet a pozitív töltésű rész körül. A különbség a hidrogénatommal szemben csak annyi, hogy a nehéz proton



helyét a könnyű pozitron foglalja el. (Az ilyen módon tartósan egymás közelében maradó két részecske közt csakhamar bekövetkezik a szétsugárzás.) Mohorovicic ennek a rendszernek az »elektrum« nevet adta és azt új elemnek tekintette. Rámutatott annak lehetőségére, hogy színképét esetleg a Napkoronában észlelni lehet.

A feltételezett elektronból és pozitronból álló képződményt később pozitroniumnak nevezték el. A pozitroniumot olyan atomnak tekinthetjük, melynek csak buroka van, a magja hiányzik: csupa könnyű részecskéből áll és Coulomb-erők tartják együtt. Ebben rejlik a pozitronium elméleti érdekessége: benne mag-részecskék nincsenek, felépítésében kizárólag az elektromágneses térnek van szerepe, tehát kiválóan alkalmas ezen tér mikro-törvényeinek, a kvantumelektrodinamikának zavartalan tanulmányozására.

Gondoljuk meg, milyenek a pozitronium várható sajátosságai? Az energia-nívók hasonlóak a hidrogénatom Balmer-féle energia-nívóihoz, mivel itt is a Coulomb-vonzás által összetartott két töltésről van szó:

$$E_n = -\frac{2\pi^2\mu e^4}{h^2 n^2}, \quad \mu = \frac{m}{1 + \frac{m}{M}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

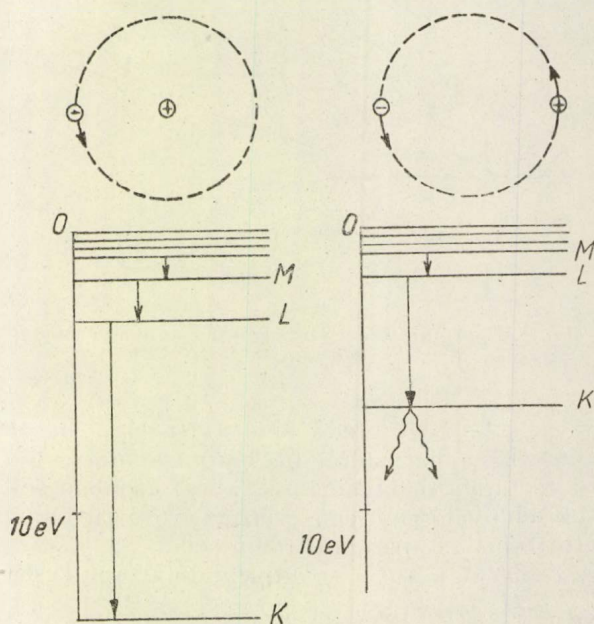
csak most a mag  $M$  tömege helyébe a pozitronnak elektronnal egyező  $m$  tömege irandó. Ezért amíg a hidrogénatomban a  $\mu$  »redukált tömeg« nem tért el lényegesen az  $m$  elektrontömegtől, addig a pozitroniumnál  $\mu = m/2$ . Ennek következtében minden pozitronium-energianívó a megfelelő hidrogén-energia felénél fekszik. A pozitroniumszínkép egy hullámhossza tehát kétszerese lesz a megfelelő hidrogén-vonalénak. A jelenség szemléletes magyarázata az, hogy amíg a hidrogénatomban a proton gyakorlatilag nyugalomban van, addig a pozitroniumnál a pozitronnak is részt kell vennie az elektronnal együtt a keringésben, hogy kettejük közös tömegközéppontja nyugalomban maradjon. Másik fontos következmény: a pozitroniumban a pályasugár kétszerese a hidrogén-atom Bohr-féle pályasugarának. A nagyobb távolság magyarázza a kisebb kötési energiát.

Ha az elektront a pozitron nagy impulzusmomentummal (nagy mellékkvantumszámmal) rendelkező pályára fogja be, akkor a szétsugárzás nem következik be, mert az állapotfüggvények nem fedik egymást, a két részecske nem tartózkodhatik egy helyen. (Ezt az impulzusmomentum zérustól különböző értéke kizárja.) Ilyenkor az elektron kvantumugrásokkal, optikai színkép kisugárzásával megy át az alapállapotba. (Egy gerjesztett állapot élettartama kb.  $10^{-7}$  sec.) Ha a pozitronium olyan állapotba jut, ahol az elektronnak nincs impulzusmomentuma ( $s$ -állapot), bekövetkezik néhány száz  $10^{-10}$  sec-on belül a szétsugárzás.

A pozitronium rövid élettartama és ritkasága miatt a kisugárzott színképvonalakat még nem

sikerült észlelni. Ennek kimutatása nagyon szép feladat volna. Itt természetesen a spektroszkópiai problémához nagyon kis fényintenzitás, egyes fotonok kimutatásának feladata járul. Megfelelő optikai ráccsal és elektronsokszorozóval azonban ez nem látszik lehetetlennek. Ha a pozitronium színképét nem sikerült felfedezni, kérdés, miként észlelhető egyáltalán a pozitronium? Ennek megválaszolásához finomabb megfontolások szükségesek.

Már a hidrogénatomnál is különbséget jelentett az, hogy a keringő elektron és a központi



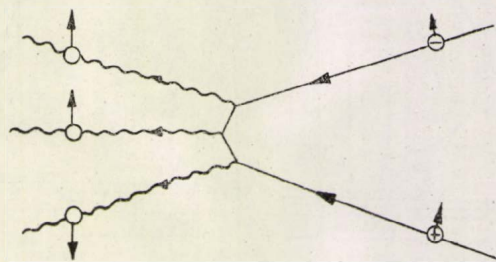
3. ábra. Hidrogénatom és pozitronium

proton mágneses momentuma (spinje) miként helyezkedik el egymáshoz viszonyítva. Ez a különbség fokozottabban fellép a pozitroniumnál, hiszen a pozitronnak 1000-szer akkora mágneses momentuma van, mint a protonnak. Azt a pozitroniumot, ahol a két momentum párhuzamos, ortopozitroniumnak nevezik ( $\frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$  eredő spin, tripllett állapot). Az ellentétes spinbeállású neve parapozitronium ( $\frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0$  eredő spin, szingulett állapot). Az előbbi energianívója magasabban áll, az utóbbi mélyebben, az alapállapot felhasadása néhány tízezred elektronsokszorozó. A pozitronium kötési energiája 6,8 eV.) A két állapot közt tiltott az átmenet, külső beavatkozás nélkül a magasabban fekvő ortoállapot is csak szétsugárzással szűnhetik meg. A szétsugárzás le-

<sup>6</sup> A hidrogénatomnál is fellép az alapállapot két nagyságrenddel kisebb felhasadása. A két közeli nívó közt (igen ritkán) bekövetkező átmenet alkalmával kibocsátott sugárzás vezetett el a Tejútrendszer spirális szerkezetének felfedezéséhez.

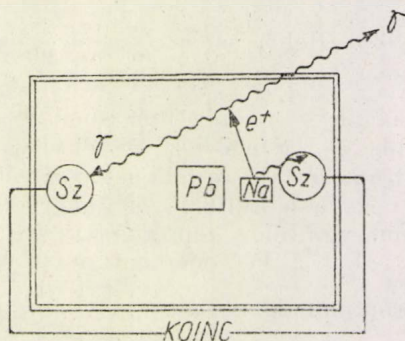


follyása a két alapállapotban azonban nagyon különböző. A 0 spinű parapozitronium szétsugárzódhatik két fotonra, melyek 1-es spinje ellentétesen áll, és így az impulzusmomentum megmaradásának megfelelően szintén 0 eredőt ad (2. ábra). A kétfotonos, másodrendű folyamatnak megfelelő élettartam  $1,25 \cdot 10^{-10}$  sec. Más a helyzet az egyes spinű ortopozitroniumnál. A szétsugárzáskor ezt az 1-es spint a két 1-es spinű foton semmilyen spinbeállással ( $1+1 \neq 1$ ) nem viheti magával. Az egy-fotonos szétsugárzás energetikailag tiltott. Egyedüli lehetőségnek a három (vagy több) fotonra való szétsugárzás ma-



4. ábra. A háromfotonos szétsugárzás »gráfja« és a spinviszonyok

rad. ( $1+1-1=1$  eredő spint visz el a három foton.) Ez a harmadrendű, három emissziós aktust tartalmazó folyamat (4. ábra) azonban sokkal kisebb valószínűségű, ezért az ortopozitronium élettartama a parapozitroniuménál 1115-szöröse hosszabb:  $1,4 \cdot 10^{-7}$  sec. Ilyeni időtartam késlel-



5. ábra. A pozitronium létezését igazoló kísérlet

tett koincidenziaberendezéssel, elektronikus úton kimutatható. Ez tette lehetővé a pozitronium felfedezését. Martin Deutsch 1949-ben méréseket végzett gázban a pozitronium élettartamára vonatkozólag.  $\text{Na}^{22}$ -izotópot tartalmazó készítményt gáztérben helyezett el. A  $\text{Na}^{22}$ -atommag bomlása gyakorlatilag egyidejű pozitron- és  $\gamma$ -foton kibocsátásával jár. A foton szcintillációs számlálóval regisztrálva ismeretessé vált a pozitron születésének pillanata. A pozitron hosszabb-rövidebb idő után a gáz egy elektronjával egyesülve szétsugárzik, az ekkor keletkező  $\gamma$ -fotonok

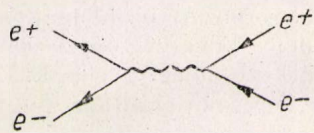
a radioaktív készítménytől leáryékolt számlálóval észlelhetők. Utóbbiból megtudható a pozitron halálának pillanata. Az 1949-es mérés rámutatott arra, hogy a pozitron élettartama nem egyszerűen a gázsűrűségtől (azaz elektronsűrűségtől) függ. A döntő kísérletet, mely a pozitronium felfedezéséhez vezetett, Deutsch 1951-ben hajtott végre.  $\text{CF}_2\text{Cl}_2$ - (freon-) gázban észlelte a  $10^{-7}$  sec nagyságrendű pozitron-élettartamokat. Ezután a gázhoz nitrogénoxidot kevert. Az NO-molekulában egy szabad, páratlan elektron van. Ez a pozitroniummal ütközve helyet cserélhet a pozitronium elektronjával. Megfelelő találkozás esetén az új elektron spinje a régivel ellentétes lett, azaz az ütközéssel a hosszúélettartamú ortopozitronium parapozitroniummá alakul át, ami rögtön szétsugároz. Normális nyomáson és hőmérsékleten  $10^{-12}$  sec-onként következik be egy pozitroniumnak gázmolekulákkal való ütközése. Várható tehát, hogy az NO-molekulák jelenléte az orto $\rightarrow$ para átalakulást katalizálva megszünteti a hosszúélettartamú komponensét. A kísérlet teljes sikerrel járt: a freonba NO-t adagolva a  $10^{-7}$  sec-os késleltetett koincidenziák elmaradtak. (Hasonló »mérgező« hatást idéz elő az oxigén is. Ilyenkor az  $\text{O}_2$ -molekula mágneses tere hozza létre a vele ütköző pozitroniumban a spin átugrását.) Ebből nyilvánvalóvá vált, hogy a késleltetett koincidenziák nem szabad pozitronok, hanem a pozitronium szétsugárzásából származnak.

Deutsch kísérletei után más módon is igazolták a pozitronium létezését. Deutsch és Pond a szétsugárzás energia- és irány-eloszlását, Benedetti a hármas  $\gamma$ -koincidenziákat, a háromfotonos szétsugárzás irányeloszlását észlelte. (Ez volt az első harmadrendű folyamat, melynek az észlelése sikerült: egy lépésben három kvantum-aktus, három foton emissziója következik be.)

A pozitronium-atom színeképének durvaszerkezete a kettes szorzófaktorától eltekintve megegyezik a hidrogénszíneképével. A finomszerkezet azonban fontos és jellegzetes eltérést mutat. Első nevezetes sajátosság az, hogy a relativisztikus okokból fellépő finomszerkezet és a mágneses momentumok kölcsönhatásából származó hiperfinomszerkezet (a pozitron nagy mágneses momentuma miatt) egyező nagyságrendű. Ezekhez járul még egy harmadik effektus is, melynek a hidrogénatom esetében nincs megfelelője, de az ortopozitroniumnál módosulást okoz. Láttuk azt, hogy a spinviszonyok megengedik az ortopozitroniumnak egyetlen fotonra való szétsugárzását, az energiamegmaradás tétele azonban ennek bekövetkezését a valóságban megtiltja. A kvantumelektrodinamika szerint azonban virtuális, közbenső állapotként létrejöhethet a szétsugárzás és utána rögtön a [pozitron-elektron] pár újból való testetöltése. A virtuális, egy fotonra sugárzott állapot külön nem észlelhető, azonban ennek az orto-állapothoz való keveredése annak energiáját módosítja. Mivel ebben a virtuális



helyzetben az elektron és pozitron töltésmentes, rejtett formában van jelen, köztük a Coulomb-



6. ábra. Az ortopozitronium virtuális szétsugárzása (Fakha-féle kölcsönhatás).

vonzás kimarad. Ezért a virtuális állapotnak az ortoállapothoz való keveredése annak kötési energiáját csökkenti. (6. ábra.)

	Orto-alapállapot	Para-alapállapot
Relativisztikus effektus (finomszerkezet) . . . . .	$-0,11 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$	$-0,11 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$
Mágneses kölcsönhatás (hiperfinomszerkezet) . . .	$+0,12 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$	$-0,36 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$
Virtuális szétsugárzás (kötés-gyengülés) . . . .	$+0,36 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$	0
Teljes finomszerkezet alapállapotban . . . . .	$+0,37 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$	$-0,47 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$

A felsorolt hatások az orto- és parapozitronium alapállapotának  $0,854 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$  nagyságú szétválását eredményezik. (Maga az alapállapot  $-6,8 \text{ eV}$  mélyen fekszik tehát  $1 : 10\,000$  arányú felhasadásról van szó.) A pontosabb számításoknál még figyelembe kell venni további kvantumelektrodinamikai effektusokat, a vákuum-polarizáció és az elektromágneses zéruspont-fluktuáció hatását.<sup>7</sup> Ezek még  $-0,005 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$  szétválást okoznak, tehát a felhasadás  $0,849 \cdot 10^{-3} \text{ eV}$ , ami hullámhosszban  $1,5 \text{ mm}$ , frekvenciában  $20,337 \cdot 10^{10}$  hertz nivótávolságnak felel meg.

A pozitronium-színkép finomszerkezetének tanulmányozása és a pozitronium alapállapota felhasadásának kiszámítása Landau és Bereszteckij nevéhez fűződik. (Tőlük függetlenül, de egy évvel később Ore és Powel is meghatározták a várható felhasadást.) 1948 óta a finomszerkezetet is öt tizedes jegyig elméletileg ismerjük, de még a tízezerszer erősebb durvaszerkezetet, egyáltalán a pozitronium színképét sem sikerült megfigyelni. Azonban a fizikai kutatás már nem egyszer oldott meg első pillanatban teljesen megközelíthetetlennek látszó problémákat. A pozitronium-finomszerkezet pontos észlelése a fizikai kutatás olyan diadala, melyhez hasonló az utolsó évtizedekben sem sok található. Ismerjük meg ezt a szellemes, klasszikus szépségű kísérletet.

A kísérlet alap gondolata emlékeztet a hidrogén-színkép Lamb-féle vonaleltolódásának mérésére. Erős mágneses térrel az átmenet tiltott voltát megszüntetik és az ortopozitronium triplett állapotát felhasítják. Egyidejűleg szabályozható frekvenciájú rádióhullámmal sugározzák be azt a gázteret, ahol a  $\beta$ -aktív preparátum pozitron-sugárzásának hatására a pozitronium létrejön.

Ha az elektromágneses hullám frekvenciája olyan, hogy a megfelelő  $h\nu$  fotonenergia éppen elegendő a két közteső nívó közt az átmenet létrehozására, akkor bekövetkezik a hosszúélettartamú komponensnek rövidélettartamúvá való átalakulása. Ezt a késő koincidenciák kimaradása árulja el. Mivel a rádióhullám frekvenciája igen pontosan megállapítható, megkapjuk belőle a nívófelhasadás értékét is. Deutschnak és munkatársainak méréséből  $20,3350 \pm 0,0050 \cdot 10^{10}$  hertz adódott, az elméleti értékkel ezreléknyi egyezésben! Pontosabb mérést a kérdéses energianívók természetes szélessége sem enged meg. (Ez az energianívó-szélesség a pozitronium korlátos élettartamának folyo-

mánya.) Az eredmény a kísérleti technika nagy sikerét jelenti, de egyben a kvantumelektrodinamika diadalát is. Mutatja, hogy az elektromágneses tér kvantumelmélete a sugárzási folyamatokat nemcsak fő vonásaiban, hanem részleteiben is helyesen írja le. A vákuumpolarizáció (a vákuumnak igen kis elektromos permeabilitású dielektrikumhoz hasonló viselkedése) és az elektromágneses tér zéruspontrezgéseit tapasztalatilag igazolt fizikai jelenségeknek tekintendők.<sup>7</sup> Ma már a kvantumelektrodinamikát az elméleti fizika jól kiépített és kísérletileg igazolt, egzakt fejezetének mondhatjuk. A hidrogénatom mellett a pozitronium a legegyszerűbb és legpontosabban ismert kvantumelméleti rendszer. A pozitronium felépítésében a jól ismert elektromágneses térnek jut csak szerep, a nukleonok, magerók ma még hiányosan ismert törvényeinek nem. Ezért a pozitronium a kvantumelektrodinamika legtisztább próbakövéül, sőt mondhatjuk: bizonyítékaül szolgál. Ebben rejlik a pozitronium jelentősége az elvi kutatások szempontjából.

A pozitronium-kutatás lehetőségei nem mérülnek ki az alapvető, elemi részekkel kapcsolatos problémák tisztázásában. Gázban vagy szilárd anyag belsejében a pozitronium atomként viselkedik. Olyan atomként, mely kitűnik különösen egyszerű szerkezetével. Mintegy a hidrogén 0 atomsúlyú izotópjának nevezhető. Létrehozásának és kimutatásának újszerű, többiekétől eltérő módja, más atomokkal és molekulákkal való jellegzetes kölcsönhatása a molekula- és kristályszerkezeti kutatások értékes kiindulópontjává teszik. A pozitronium létét minden ütközés nagy-

<sup>7</sup> Román Pál, Fizikai Szemle 5. 50. 1955.



mértékben veszélyezteteti. Más atomok közelében mindig fenyeget az ortopozitroniumban a spin-átugrás, parapozitroniummá való átalakulás és ebből az állapotból gyorsan bekövetkező szét-sugárzás. Ezért az első kísérletek nem nagyon nagy nyomáson levő gázok pozitron-besugárzásával történtek. Már a pozitronium felfedezésekor kiderült, hogy a gázmolekulák sajátságai döntő befolyást gyakorolnak a pozitronium születésére és halálára. A freon-gáz ( $\text{CF}_2\text{Cl}_2$ ) különösen alkalmas arra, hogy elősegítse a pozitron elektronbefogását, pozitroniummá való átalakulását. Nitrogénben, hidrogénben, héliumban, argonban a besugárzott pozitronok 20%-ából képződik pozitronium. Említettük, hogy a páratlan elektront tartalmazó NO és a mágneses térrel rendelkező  $\text{O}_2$  mérgezőleg hatnak: elősegítik az ortopozitroniumban a párhuzamos spineknek ellentétes irányúvá való ugrását és ezáltal a pozitronium halálát. Elektrosztatikus tér viszont növeli a pozitronium-születések számát. Argonban 300 volt/cm tér alkalmazásával elérhetjük, hogy minden egyes besugárzott pozitronból pozitronium keletkezzék. Ennek a jelenségnek a magyarázata a következő: A pozitronnak egy gázatomról elektront kell leszakítania ahhoz, hogy pozitronium keletkezhessen. Az ehhez szükséges ionizációs energia rendszerint nagyobb, mint a pozitronium képződésekor felszabaduló 6,8 eV. A különbséget a pozitron kinetikus energiájának kell biztosítania. A termikus mozgást végző pozitronnak általában nincs meg a szükséges kinetikus energiája, de az elektrosztatikus tér gyorsító hatása pótolni tudja az ütközések által okozott kinetikus-energia-csökkenést.<sup>8</sup> Széndioxid hozzáadás akadályozza a pozitroniumképződést: a  $\text{CO}_2$ -molekulákon a pozitron rugalmatlan ütközést szenvedhet és így lecsökken a kinetikus energiája a küszöb alá. Különösen érdekes és nem eléggé tisztázott a klór és bróm mérgező szerepe. Valószínűleg ezek hatására pozitroniumklorid és pozitroniumbromid molekulák keletkeznek, melyekben a pozitron szétsugárzás számára kedvező feltételek vannak.

A kémiai jellegű megfigyelések fizikai kísérletek mellékeredményeként jöttek létre. Elméleti vizsgálat e területen még nagyon kevés van. Tudjuk, hogy a pozitroniummolekula, molekulai-ion, pozitroniumhidrid stabilis, bár észlelésük mindeddig nem sikerült. A megkezdett munkát tervszerűen a kémikusoknak kell folytatniuk, ki kell dolgozni az új elemnek vagy újszerű izotópnak tekintendő pozitronium kémiáját, meg kell állapítani kémiai tulajdonságait. Mivel az ortopozitronium atomhoz hasonló szerkezetű és élettartama egy mikroszekundumot elérhet, részt vehet kémiai folyamatokban. (Kedvező körülmények közt egy ortopozitronium millió gázmolekulával is ütközhetik élete során, tehát megérheti a kémiai egyensúly beállását.) A pozitroniumot egyszerű felépítése mellett a szétsugárzás pillanatában adott  $\gamma$ -jelzés teszi további kvantum-

kémiai, reakciókinetikai vizsgálatokra alkalmassá. A kémia új fejezete születik napjainkban: a pozitronium-kémia.

A molekulaszerkezeti problémáknál bonyolultabbak, de nem kevésbé érdekesek a szilárd anyagra vonatkozó megfigyelések. A pozitron kristályban is elég soká él ahhoz, hogy lefékeződhessen. A kisebbességű pozitront az atommagok eltaszítják, ezért az az elektront csak a külső atompályákról, fémekben a szabad vezetési elektronok közül rabolhatja el. Az ilyen elektronok energiája 10 eV körül, impulzusa  $mc/137$  körül van. Mint már Pomerancsuk 1949-ben rámutatott, a szétsugárzások fémekben keletkező  $\gamma$ -kvantumok impulzusának nagysága és bezárt szöge is ilyen nagyságrendű szórást kell, hogy mutasson. Arannyal, rézzel végzett kísérletek során ezt az irányaszórást sikerült is kimutatni. Látható ebből, hogy fémekben a lassú pozitronok energiáját nem a hőmozgás, hanem az ott levő vezetési elektronok Fermi-statisztikából következő zéruspontmozgása szabja meg. A szétsugárzás pontosabb tanulmányozása megadja annak lehetőségét, hogy a  $\gamma$ -kvantumok szögeloszlásából a fémek vezetési elektronjainak sebességeloszlására következtessünk. Ilyen irányban rendszeres mérések még nem történtek, noha a kísérlet követelményei nem nagyon nehezek, és hazánkban is elérhetőeknek látszanak.

Érdekes megfigyelés, hogy a fémekben a pozitron élettartama kisebb, mint az az elektronsűrűség alapján várható. Ennek oka az lehet, hogy a kristályszerkezetből adódó periodikus elektromos tér a pozitron-hullámfüggvényre is olyan alakot kényszerít, amellyel a vezetési elektronok hullámfüggvényei rendelkeznek. Ez az átfedés elősegíti az elektron-pozitron-találkozást, a szétsugárzást. Még nyitott kérdés, hogy fémekben is kialakulhat-e pozitronium. Ezt látszik támogatni az a megfigyelés, hogy a különböző alkálifémekben a pozitronok élettartama kb. ua., megegyezik a parapozitronium élettartamával, noha az elektronsűrűség az egyes alkálifémeknél számottevő módon különbözik. A sűrűbben épült kristályokban már nincs elég szabad hely a pozitronium-atom számára. Valószínű, hogy ezekben a pozitronium nem sztatikus alakzat, hanem benne az elektron folytonosan cserélődik. Érdekes és megmagyarázatlan megfigyelés, hogy ugyanazon fém szupravezető módosulatában az ortopozitronium kialakulására kedvezőbb feltételek állnak fenn, mint közönséges vezető-állapotban.

Amíg fémekben a szabad vezetési elektronok gyors orto  $\rightarrow$  para-átmenetet létesítenek és ezért ortopozitronium ritkán lép fel, addig szigetelőkben az ortopozitronium tovább él. Szigetelőkben

<sup>8</sup> Nagyon erős tér alkalmazása már nem előnyös. Ha ui. a pozitron kinetikus energiája túlszárnyalja a gázatom ionizációs energiáját, akkor inkább egyszerű ionizáció következik be, nem befogás. Látható, hogy a pozitronium képződése elég kis energiasávhoz van kötve.



két pozitron-élettartam figyelhető meg: a pozitronok egy része  $10^{-10}$  sec-os élettartammal közvetlenül, vagy parapozitronium-állapoton keresztül szétsugároz. Másik részükből ortopozitronium keletkezik, de általában ez sem éli meg természetes életkorát. Ütközések révén előbb-utóbb, a kristályszerkezettől függő mértékben parapozitroniummá alakul át, és így bomlik el. Ez egy másik élettartam felléptét eredményezi, melynek nagysága jellemző a kristályra, az elektronsűrűségen kívül a kristályformától is függ. A második élettartam különböző ömlesztett kvarcban és kristályos kvarcban. Az anyagstruktúra-kutatás a pozitronokkal csak a legutóbbi évben indult meg, de napjainkban már fokozódó mértékben folyik.

Megismertük a pozitroniumot, ezt a legkönnyebb, 0 atomsúlyú »atomot«. Láttuk, hogy csak öt éve tudunk létezéséről, de elmélete teljesen

kiépült, az ellenőrző mérések alapján a kvantum-elektrodinamika fontos támaszává vált. A pozitronok segítségével történő anyagkutatás a radioaktív izotópok új alkalmazási területét jelenti, melynek hazánkban is megvan a lehetősége. Az én szememben van még a pozitronium-kutatásnak egy külön szépsége: megkapó módon bizonyítja az elmélet, kísérlet és gyakorlat szoros, elválaszthatatlan egységét. Egy kis területen, kiindulva az elméleti fizika egyik legelvontabbnak tekintett fejezetéből, a frappáns eleganciájú atomfizikai kísérleteken át eljutottunk az anyagvizsgálat, sőt kémia gyakorlatilag is fontossá válható új fejezetéhez. Kicsiben látjuk az egészet: a fizika különböző kutatási formáinak szoros egymásrautaltságát.

*Marx György*

Eötvös Loránd Egyetem Elméleti Fizikai Intézete  
Budapest

## Maxwell elektrodinamikája mai szemszögből\*

1954 november 5-én volt 75 esztendeje annak, hogy a XIX. század legnagyobb fizikusa, James Clerk Maxwell alig 48 éves korában eltávozott az élők sorából. Nem mehetünk el ezen dátum mellett anélkül, hogy néhány szóval ne emlékezzünk meg a tudomány ezen kimagasló hőrszának életéről és főművéről.

Maxwell 1831-ben született Edinburghban. Érdekes megemlíteni, hogy ugyanezen esztendőben mutatta be Faraday a Royal Institution-ban az elektromágneses indukcióra vonatkozó döntő fontosságú kísérleteit. Maxwell atyja gyakorló ügyvéd volt és egy kis majorról rendelkezett. Itt, Glenlairben töltötte Maxwell gyermekéveit. Pajtásai közül egészen szokatlan kíváncsiságával és szinte kielégíthetetlen kérdezősködéseivel tűnt ki. Atyja technikai irányú érdeklődését követve, maga is sok apró mechanikai játékot és modellt készített saját szórakozására. Középfokú tanulmányait Edinburghban végezte. Míg az első 2–3 évben tanuló társaiban és tanáraiban általában véve igen rossz benyomást keltett, 14 éves korától kezdve hirtelen kitűnt elsőrangú előmenetelével, különösen matematikából és angol irodalomból. Még nem volt 15 éves sem, amikor az ovális görbékkel foglalkozó első értekezése az edinburghi Tudományos Akadémia Értesítőjében megjelent. 17 éves korában megismerkedett Nicol-lal és ennek ösztönzésére maga is készített és tanulmányozott egy polarizskópot.

Felsőfokú tanulmányait az edinburghi egyetemen kezdte meg, 16 éves korában. Ez alatt az idő alatt két további értekezést publikált. 19 éves korában Cambridge-be ment, ahol záró-

vizsgáit 1854-ben tette le, egészen kiváló eredménnyel. Érdekes, hogy egyik, Stokes által felállított vizsgatétele éppen az a nevezetes integrálösszefüggés volt, mely később az elektromágnesesség elméletében oly fontos szerepet játszott.

Ezután néhány esztendőig Cambridge-ben tanított. 1855-ben a Trinity College tagjává választotta és ugyanezen évben közölte híres értekezését Faraday erővonalairól.

A következő esztendőben Aberdeen-ben a fizika professzora lesz. Három évig tanít itt, s különös súlyt fektet előadásainak alapos demonstrálására. Ugyanezen időszakban oldja meg a Saturnus gyűrűjének problémáját, miáltal neve máris az élvonalbeli tudósok közé kerül.

1860-ban a londoni Királyi Kollégium fizika és csillagászat professzorává választják. Öt esztendő alatt nagyfokú oktatási elfoglaltsága mellett számos nagy horderejű publikációt közöl, részben a színek elméletével, részben az elektromágneses térrel, részben a gázok dinamikus elméletével kapcsolatban.

Ezután néhány esztendőre váratlanul visszavonul birtokára. Ezen időszak alatt írja meg főművét, a híres »Treatise«-ot. Fontos megemlíteni, hogy az elektromágneses térre vonatkozó kutatásainak nagy lendületet adott az a korábbi megbízatás, mely szerint az elektromos ellenállás abszolút egységét kellett meghatározni.

1871-ben a cambridge-i egyetem elhatározza, hogy a fizikai képzés megjavítására egy különleges intézményt, az azóta vilá hírvé vált Cavendish Laboratóriumot kell létrehozni. Ennek szervezésével és vezetésével a legalkalmasabb egyéniséget, Maxwellt bízták meg. Nagy buzgalommal és körültekintéssel lát munkához. Az intézet

\* Az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban 1954. nov. 13-án tartott ünnepi megemlékezés.



legkisebb részleteit is az ő tervei és utasításai szerint építik meg. A laboratórium kutatómunkája az elektromos mennyiségek abszolút egységeinek megállapításával kezdődött. Szinte felmérhetetlen fontosságú volt amellett az, hogy Maxwell megteremtette a modern értelemben vett fizikai kísérleti demonstrációit és rendkívüli gondnal megszervezte a hallgatók önálló laboratóriumi foglalkozását. A Cavendish Laboratórium azóta is egyik legnevesebb kutató és oktató intézmény. Vezetői, Maxwell katedrájának utódai, nem kisebb tudósok, mint Rayleigh, Thomson, Rutherford és Bragg.

Nyolc évig vezette Maxwell ezt az intézményt. Életének utolsó esztendejét súlyos betegség keserítette meg, de szinte a legutolsó percig hősiiesen küzdve igyekezett hivatását ellátni. Korai halála a tudománynak és az emberi kultúrának hatalmas vesztesége volt.

Nem nehéz megrajzolni James Clerk Maxwell egyéniségét. Benne a tudomány nemcsak egy lángeszű, hallatlan absztrakciós képességű, szinte jövőbe látó vezéregyéniséget látja, hanem egyúttal egy kemény, kötelességeinek mindig teljes mértékben helytálló, harcos szervezőt és haladó pedagógust is. Sokoldalú és minden téren alapvető jellegű tudományos munkássága mellett Maxwell általános műveltsége és érdeklődési köre is igen széles. Zsenge ifjúsága óta vonzódott a költészet felé és maga is, mintegy pihenésül, nem egy kedves verses művecskét írt. Szerette a falusi életet, lovagolt, úszott. Érdekes jellemvonása a játékoság. Kevesen tudják például, hogy gyermekkorunk egyik kedves játékát, a diabolót Maxwell találta ki és ezenkívül saját-szerkesztésű pörgettyűkkel is szeretett szórakozni. Ugyancsak Maxwell találmánya a kinematográf és közvetve a mozi őse, az «életkerék» is. Személyiségét erős, egészséges humorérzék hatotta át, amiről több anekdóta tanúskodik.

Teljesen lehetetlennek látszik, hogy Maxwell minden téren alapvető és rendkívüli fontosságú, mondhatni forradalmi jellegű munkásságát a maga egészében tárgyaljuk. Azt kell mondanunk, hogy kutatásaival a modern fizika úttörője és megalapozója lett. A gázok kinetikus elméletének és a statisztikus mechanikának megalapozásával például nemcsak az anyag szerkezetére vonatkozó ismereteinket gazdagította hatalmas mértékben, hanem bizonyos értelemben lökést adott a kvantumelmélet megindulásának is. Az alábbiakban csak elektromágneses elméletének néhány kérdésével akarunk foglalkozni. Azt mindnyájan tudjuk, hogy ezen a téren elért eredményei tették lehetővé a rádió és általában a drótnélküli távközlés technikájának kiépítését, ami manapság civilizációnknak oly fontos részét képezi. Mi itt csak néhány elvi kérdésre térünk ki.

Maxwell kora ifjúsága óta elmélyedve tanulmányozta Faraday akkor teljesen újszerű elképzeléseit az elektromágneses térről. Magasfokú matematikai tudása képessé tette arra, hogy

ezeket az elképzeléseket exakt alakba öntse. Érdekes, hogy törvényei kidolgozása közben különféle mechanikai analógiákra támaszkodott. Így pl. a mágneses erővonalakat hossz tengelyük körül forgó hengerekkel helyettesítette, melyek között az egyirányú forgás biztosítására kis golyócska-áttételeket képzelt. Ha az egyik henger forgási sebessége megváltozik, ami a mágneses térerősség változásának felel meg, úgy a golyócskák merőleges irányban elmozdulnak, ami elektromos áram létrejöttét jelenti.

Következő lényeges gondolata az eltolási áram bevezetése volt. Ezt ő úgy képzelte, hogy a vákuumban rejtve jelenlévő töltések elmozdulása, a vákuum polarizációja, szolgáltatja. Ma már tudjuk, hogy a valóságban nem ez a helyzet, hanem egyszerűen a térérő időbeli változását tekintjük eltolási áramnak. (Érdekes viszont, hogy a kvantumelektrodinamika valóban polarizálhatónak mutatja a vákuumot és ennek több kísérleti bizonyítéka is van, csak hogy ennek a Dirac-féle vákuumpolarizációnak természetesen semmi köze az eltolási áramhoz.)

A fenti analógiát folytatva mármost Maxwell arra a következtetésre jutott, hogy az eltolási áramot is éppúgy mágneses erővonalak veszik körül, mint a közönséges vezetési áramot. A fenti modellbeli golyócskák elmozdulása ugyanis a hengereket fogja forgásba hozni. Így jutott el a Faraday-féle indukciós törvény pendantjához, vagyis a Maxwell-egyenletek másik csoportjához.

Nagyon fontos kiemelni, hogy bár ezt a felfedezést mechanikai modell segítségével tette, már maga is teljes mértékben megszabadult ettől az időleges képtől, sőt már a kezdeti stádiumban is egymás mellett különféle modellekre támaszkodott. Ilyenformán nála ez csak a fogalomalkotás segédeszköze, nem pedig olyan kolonc, mely a helyes fizikai szemlélet kialakításának útjában áll.

Hogy valóban ez a helyzet, az tisztán látszik abból a felfogásból, ahogyan Maxwell az elektromágneses energia kérdését tárgyalja. Nála az energia székhelye nem a töltés, hanem maga a tér. A térnek fizikai sajátosságokkal való felruházása forradalmi lépés volt még akkor is, ha ezen tér viselkedésének megértéséhez Maxwell helyenként mechanikai modellek segítségével jutott el.

Maxwell azonban még ezen a ponton sem állt meg. Téregyenleteinek megoldásait diszkutálva megmutatta, hogy ezek nemcsak az összes eddigi tapasztalatokat tartalmazzák rendkívül sűrített formában, hanem olyan jelenségek léte is következik belőlük, melyeket még kísérletileg nem tapasztaltak. Az üres térben periodikusan tovaterjedő elektromos és mágneses hatások jellegzetességeit vizsgálva kimutatta, hogy azok pontosan megegyeznek az ismert fényhullámokéval. Az elektromos mennyiségek sztatikus és elektromágneses egységeinek viszonyából — minek megállapítására maga is végzett szellemes kísérleteket — arra a következtetésre jut, hogy



az elektromágneses hullámok terjedési sebessége is megegyezik fényével. Analízise eredményeül végül is kimondja a nagy horderejű tételt: »Aligha tudjuk kikerülni azt a következtetést, hogy a fény tranzverzális hullámmozgása ugyanannak a médiumnak, mely az elektromos és mágneses jelenségeknek is oka«. Így született meg a fény elektromágneses elmélete, elvetvén a régebbi rugalmas éter ellentmondásait.

Ma már radikálisabban fejezzük ki ezt a tételt is: az elektromágneses hullámok és köztük a fény is magának az üres térnek fizikai megnyilvánulásai, semmilyen hordozó médiumra nincs szükség. Az »elektromágneses éternek« ebben az értelemben való elvetését, mint tudjuk, a speciális relativitáselmélet alapkísérlete teszi lehetővé. Rendkívül fontos kiemelni, hogy a relativitáselméletének felállítása a Maxwell-féle elektrodinamika analízisének logikai következményeként tekinthető, amennyiben a vonatkoztatási rendszerek Galilei által megállapított mechanikai egyenértékűségét Einstein szükségképpen az elektromágneses jelenségekre is kiterjesztette. Tudjuk mellesleg azt is, hogy a Lorentz-transzformációt még a relativitáselmélet kifejtése előtt a Maxwell-egyenletek formális tulajdonságaiból vezették le. A Maxwell-egyenletek Lorentz-invarianciája egyébként azt jelenti, hogy ezek az első »igazi« természeti törvényeink.

Maxwell elektromágneses elméletének legnagyobb jelentősége abban rejlik, hogy szakítást jelent az addigi kizárólagos mechanisztikus világgéppel. A korpuszculák és azok trajektoriáinak vizsgálata mellé Maxwell az erőter tulajdonságainak tanulmányozását állította párhuzamba. Vizsgálatai óta tudjuk, hogy a fizikai erőter is az anyag egyik létezési formája. A modern fizika fejlődését éppenséggel mint a tér fizikájának megismerését tudjuk jellemezni. Az erőter-fogalom kialakítása vezetett végeredményben a speciális és általános relativitáselméletre és a kvantumelméletre. Az elméleti fizika jelenlegi legdöntőbb problémái, az atommagerők és az elemi részecskék elméletének megoldásra váró súlyos kérdései is az erőter-fogalom további elmélyítésével kapcsolatosak. A tér fizikáját egyébként matematikai szempontból az jellemzi, hogy a fizikai leírásmódban addig szinte kizárólagosan uralkodó közönséges differenciál-egyenletek helyett a jelenségeket parciális differenciál-egyenletekkel írjuk le, ami azt jelenti, hogy a korpuszculák helyett a kontinuum áll az érdeklődés homlokterében.

De éppen ebben rejlik a jelenlegi elmélet hiányossága is. Míg a kizárólagos, Newton-féle korpuszculáris tézisnek a Maxwell-féle kontinuum-felfogás az antitézise, addig korántsem mondhatjuk azt, hogy rendelkezünk az anyag összes mozgásformáit egységesen tárgyaló szintézissel. A Maxwell-elméletben a korpuszculák a tér singularitásaiként jelentkeznek, melyeknek sem struktúrájáról, sem mozgásáról sem mondhatunk semmit. Mint tudjuk, Lorentz az elektromágneses

téregyenleteket úgy építette tovább, hogy a tér forrásait, a töltéseket és azok mozgását mint eleve adottakat vezette be. Ez a kombináció azonban csak újabb nehézségekre vezet. Egyfelől kénytelenek vagyunk a részecskéknél valamilyen önkényes struktúrát előírni és azok stabilitását nemelektromágneses erők feltételezésével magyarázni. Másfelől a töltések mozgásegyenletei teljesen függetlenek a téregyenletektől, a tömeg csak ezekben szerepel és azonkívül mestersegesen különválasztjuk a »külső« teret a sajátterétől. Az első típusú nehézségeket úgy is kifejezhetjük, hogy a pontszerű elektron sajátenergiája végtelennek adódik. A nehézségek második típusa pedig abból ered, hogy a Maxwell-egyenletek lineárisak, ami ismeretes módon lehetetlenné teszi a mozgásegyenleteknek a téregyenletekből való levezetését. (Két nyugvó töltés terének szuperpozíciója is lehetséges megoldás.) Felmerül a kérdés, nem lehet-e a Maxwell-egyenleteket oly módon általánosítani vagy módosítani, hogy ezek a hiányosságok is kiküszöbölődjenek.

Az ilyenfajta bővítési lehetőségekre elsőnek Mie mutatott rá [1]. Gondolatmenetének lényege a következő. Tudjuk, hogy a Maxwell-egyenletek a következő Lagrange-függvényből származtathatók:

$$L = \frac{1}{4} f_{\mu\nu}^2 - s_{\mu} \Phi_{\mu}, \quad (1)$$

hol  $\Phi_{\mu}$  az elektromágneses tér négyespotenciálja,  $f_{\mu\nu}$  a térerősség tenzora, mely nem egyéb, mint a potenciálok rotációja:

$$f_{\mu\nu} = \partial_{\mu} \Phi_{\nu} - \partial_{\nu} \Phi_{\mu}, \quad (2)$$

és  $s_{\mu}$  a (megadott) négyesáram sűrűsége. A téregyenleteket a Lagrange-függvényből a potenciálok szerinti variálással kapjuk:

$$\frac{\partial f_{\mu\nu}}{\partial x_{\nu}} = s_{\mu}. \quad (3)$$

Azt is látjuk, hogy a Lagrange-függvénynek a potenciálok szerinti deriváltja éppen a négyesáram komponenseit adja:

$$\frac{\partial L}{\partial \Phi_{\mu}} = -s_{\mu}. \quad (4)$$

Mármint Mie a következő álláspontra helyezkedett. Az egész fizikai történetet tekintjük tisztán térelméleti szempontból. Rendelkezésünkre állanak a  $\Phi_{\mu}$  potenciálok. Ezekből definiáljuk először (2) szerint az  $f_{\mu\nu}$  térerőtenzort.  $\Phi_{\mu}$ -ből és  $f_{\mu\nu}$ -ből különféle invariánsokat építhetünk fel, pl.:

$$\Phi_{\mu}^2, f_{\mu\nu}^2, (f_{\mu\nu} \Phi_{\nu})^2, \text{ stb.}$$

A Lagrange-függvényt kizárólag ezekből konstruálhatjuk meg. Ebből  $\Phi_{\mu}$  szerinti variálással kap-



juk a téregyenleteket, továbbá a (4) egyenlet segítségével *definíáljuk* a töltést és az áramot. E szerint a felfogás szerint a töltések és áramok nem adóttak, hanem a tér »termékei« lesznek. Ugyanakkor persze a téregyenletek is módosulnak, mert a Maxwell-elmélet a lehetséges invariánsok közül egyedül az  $f_{\mu\nu}^2$ -et használta.

Lássunk egy konkrét példát. Legyen

$$L = \frac{1}{4} f_{\mu\nu}^2 + g \left( \sqrt{-\Phi_\mu^2} \right), \quad (5)$$

hol  $g$  egy tetszőleges függvénye invariáns argumentumának. Ebből a Lagrange-függvényből statikus esetre szorítkozva a következő téregyenlet adódik a skalárpotenciálra ( $\varphi = -i\Phi_4$ ):

$$\Delta \varphi = g'(\varphi), \quad (6)$$

hol a vessző a  $\varphi$  szerinti deriválást jelenti. Ezt megoldva kapjuk az erőter lefolyását, eloszlását. Ezután  $\varphi$  ismeretében a (4) definíció szerint kiszámíthatjuk a töltéseloszlást:

$$c \rho \equiv - \frac{\partial L}{\partial \varphi} = -g'(\varphi). \quad (7)$$

A  $\varphi$  ismeretében tehát a töltéseloszlás kiszámítható. Fordítva: ha megadjuk  $\rho$ -t, abból (7) szerint  $g'(\varphi)$  adódik, s ezt (6)-ba téve a  $\varphi$  kiszámítható. Látjuk, hogy tér és töltés egymást kölcsönösen meghatározzák: eljutottunk a tér és »anyag« egységes, uniter elméletéhez. Ebben rejlik a Mie-elmélet egyik fontos érdeme.

A töltések struktúrájának kérdése természetesen nem lép fel, hiszen a töltések nem egyebek, mint a tér olyan helyei, ahol a térerősség »igen nagy«. Egyébként az

$$\mathfrak{E} = \text{grad } \varphi = 0$$

definíciós egyenlet mintegy mutatja az elektromos erő és az »elektromos nyomás« egyensúlyát a »szétrobbanás« magától megoldódott.

Az említett nehézségek második csoportja is, kiküszöbölődik ezzel a szemlélettel, és pedig két oknál fogva. Ugyanis Bopp, Hönl és mások (l. pl. [2]) megmutatták, hogy a tér Lagrange-függvényét ki lehet fejezni a tér »szinguláris helyeinek«, vagyis a nagy térerősségű helyeknek kinematikai adataival és ebből az alakból a szingularitások, tehát a »részciskék« mozgásegyenlete származtatható. Ezt az egyébként elég bonyolult eljárást térmechanikának (Feldmechanik) nevezik.

Ettől függetlenül is, ha a Mie szellemében általánosított Lagrange-függvény olyan, hogy belőle nemlineáris téregyenletek következnek, ismert módszerekkel a téregyenletekből a töltések mozgása levezethető. Ezeket az általános jellegű eljárásokat, melyek a nemlineáris téregyenletek-

ből a mozgásegyenletek közelítő levezetését teszik lehetővé, már a gravitációs egyenletekkel kapcsolatban Fok, valamint Einstein és munkatársai kidolgozták [3], és minden további nélkül alkalmazhatók a nemlineáris elektrodinamikára is.

A következőkben két ilyen nemlineáris általánosítást vizsgálunk meg. Az első Born és Infeld elektrodinamikája [4]. A Born-féle Lagrange-függvény a következő alakú:

$$L = -b^2 \left( \sqrt{1 - \frac{1}{b^2} \frac{1}{2} f_{\mu\nu}^2} - 1 \right), \quad (8)$$

ahol  $b$  egy nagy konstans.

Ebből statikus esetre a

$$\text{div } \mathfrak{D} = 0 \quad (9)$$

téregyenlet következik, ahol azonban  $\mathfrak{D}$  nem egyezik meg az

$$\mathfrak{E} = -\text{grad } \varphi \quad (10)$$

-vel, hanem

$$\mathfrak{D} = \frac{\mathfrak{E}}{\sqrt{1 - \frac{1}{b^2} \mathfrak{E}^2}}. \quad (11)$$

Ennek viszont az a következménye, hogy a vákuum mintegy polarizálva van ( $\varepsilon = \partial/\partial \mathfrak{E}$ ) és ezért a tér szingularitásainak körzetében is az elektromágneses térenergia, tehát a »részciskék« sajátenergiája végesnek adódik. Ennek az általánosításnak egyébként az az előnye, hogy mértékinvariáns és a valódi töltések csak pontszerű szingularitásokként jelentkeznek, ami jobban megfelel az elemi töltés oszthatatlanságának. (Kiemeljük, hogy a pontszerű szingularitások helyén is a térerősség véges értékű és pedig, mint (9) és (11) segítségével könnyen megállapíthatjuk, éppen  $b$  értéket vesz fel. Ez a paraméter tehát a »maximális térerő«.)

A másik figyelemre méltó kísérlet Dirac névéhez fűződik [5]. Az ő Lagrange-függvénye

$$L = \frac{1}{4} f_{\mu\nu}^2 + \frac{\lambda}{2} \left( \Phi_\mu^2 - \frac{m^2 c^4}{e^2} \right), \quad (12)$$

hol  $\lambda$  egy  $\text{cm}^{-2}$  dimenziójú Lagrange-multiplikátor szerepét játssza, tehát egy mellékfeltétel is rejtőzik ebben a fogalmazásban. A téregyenletek ebből

$$\frac{\partial f_{\mu\nu}}{\partial x_\nu} = -\lambda \Phi_\mu \quad (13a)$$

és a mellékfeltétel ( $\lambda$  szerinti variálással)

$$\Phi_\mu^2 = \frac{m^2 c^4}{e^2}. \quad (13b)$$



Ezek együttesen természetesen ismét nemlineáris teret jelentenek. (Statikus esetre pl. a

$$\varphi \cdot \Delta \varphi = \lambda \frac{m^2 c^4}{e^2}$$

téregyenlet adódik.)

Mie szemléletének megfelelően ez esetben a négyesáram sűrűsége (12) és (4) szerint

$$s_\mu = - \frac{\partial L}{\partial \Phi_\mu} = - \lambda \Phi_\mu \quad (14)$$

lesz. (Ez egyébként (13a)-ból közvetlenül is látható.) A töltéeloszlás tehát most kiterjedt.

Infeld [6] a fentebb említett közelítő módszerrel megvizsgálta, hogy ebből a nemlineáris elméletből milyen mozgásegyenletek következnek. Kiderült, hogy a (14)-nek megfelelő töltés-felhő statikus elektromos térben első közelítésben valóban a Lorentz-féle mozgásegyenletnek megfelelően mozog, második közelítésben azonban a felhő szétszalad. Homogén mágneses térben pedig a felhő egészében véve valóban körpályán mozog, de már az első közelítésben kiderül, hogy »belső« mozgása is van, és pedig saját tengelye körül forog és ritmikusan oszcillál.

A fentiekben mindkét nemlineáris elméletet csak egyik oldaláról tárgyaltuk, az elsónél csak a sajátenergia-kérdést, a másodiknál pedig csak a mozgásproblémát vizsgáltuk meg. Természetesen, mindkét esetben mindkét kérdés analizálható, azonban a számítási nehézségek a két elméletnél az egyik, ill. a másik problémánál a nagyobbak. Egyébként a tárgyalt problémák megoldása is csak részben mondható kielégítőnek, már azért is, mert a Lagrange-függvény speciális alakja az érdeklődés előterében álló típuson belül is elég önkényes.

Érdekes megemlíteni, hogy nemrégiben Infeld és munkatársai [7] az általánosítás sémáját tovább mélyítették, oly módon, hogy az elmélet megfogalmazásában a potenciálok egyáltalában nem szerepelnek, hanem csak a térerők és azok deriváltjai. Infeld megmutatta, hogy ilyen alapon lehet olyan Lagrange-függvényt konstruálni, amelyből többek között mind a Born-Infeld-féle, mind a Dirac-féle elektrodinamika speciális esetként következik. Sajnos a lehetőségek egyelőre itt is túlságosan bőveek.

Befejezésül szeretnénk a nemlinearitás problémáját még egy egészen más oldalról is tárgyalni. Tudjuk, hogy a kvantumelektrodinamika eredményei szerint egy elektromágneses tér a vákuumot polarizálja, abban az értelemben, hogy a benne rejtve jelenlevő elektron-pozitron párok

töltés-súlypontja kissé eltolódik. (Részletesebben l. pl. Fizikai Szemle 5, No 1. 1955.) Ennek az lesz a következménye, hogy végeredményben tipikus nemlineáris folyamatok is fellépnek, pl. fény szórása fényen stb. Ezeket a hatásokat fenomenológikusan úgy vehetjük tekintetbe, hogy a Maxwell-féle elektromágneses tér Lagrange-függvényét nemlineáris tagokkal bővítjük. Heisenberg és munkatársai szerint ez az ekvivalens Lagrange-függvény közelítőleg [8]:

$$L = \frac{1}{2} (\mathcal{E}^2 - \mathcal{H}^2) + \frac{1}{360\pi^2} \frac{e^4 \hbar}{m^4 c^7} \{ (\mathcal{E}^2 - \mathcal{H}^2)^2 + 7 (\mathcal{E} \mathcal{H})^2 \} + \dots \quad (15)$$

Nagyon érdekes mármost, hogy a Born-Infeld-féle Lagrange-függvényt sorbafejtve teljesen hasonló típusú, sőt nagyságrendű tagokat kapunk. Ez másszóval azt jelenti, hogy a lineáris Maxwell-féle elektrodinamika kiegészítve az elektron-pozitron tér kvantummechanikájával szükségképpen nemlineáris elméletre vezet. Teljesen hasonló a helyzet más, pl. mezonerőterek esetében is, s úgy látszik, hogy a kisfokú, csak nagy térerősségek esetében érvényesülő nemlinearitás az összes természeti törvények általános saját-sága.

Próbáljunk röviden összefoglalni. A Maxwell-féle elmélet óriási haladást jelentett az addigi fizikai világképhez képest. A Maxwell-egyenletek, legalábbis a makroszkópikus fizikában, legjobban megalapozott természeti törvényeink közé tartoznak. Módosításuk, kibővítésük útját is tisztán látjuk, bár még nincsenek e téren végleges eredményeink. Bárhogyan fejlődjenek is az elemi részecskékre és különösen azok egységes leírására vonatkozó ismereteink, elmondhatjuk, hogy James Clerk Maxwell fényesen ragyogó betűkkel írta be nevét a tudomány örök könyvébe.

Román Pál

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Elméleti Fizikai Intézete, Budapest

#### IRODALOM

1. G. Mie, Ann. d. Phys. 37, 511 (1912) és 40, 1 (1913).
2. F. Hönl, Erg. d. Ex. Naturw. 26, 291 (1952).
3. W. Fock, J. Phys. USSR. 1, 81 (1939) és A. Einstein-L. Infeld, Can. J. Math. 1, 269 (1948).
4. M. Born-L. Infeld, Proc. Roy. Soc. A. 144, 425 (1934).
5. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. A. 209, 291 (1951) és 212, 330 (1952).
6. L. Infeld, Dokl. Pol. Ak. Nauk. 1954.
7. L. Infeld-J. Plebansky, Acta Phys. Pol. 12, 123 (1953).
8. H. Euler-H. Heisenberg, Zs. f. Phys. 98, 714 (1936).



## Szovjet eredmények az elméleti fotográfiában

A cári Oroszországban a többi természet-tudományokhoz hasonlóan a tudományos és gyakorlati fényképezés is elég visszamaradott állapotban volt. Csak egyes nagy tudósok egyéni buzgalma és tudomány szeretete vitte előre a kutatást, mely legtöbbször nem találkozott a cári kormány támogatásával. A *Nagy Péter* által 230 évvel ezelőtt alapított pétervári Tudományos Akadémia kémiai osztálya korán érdeklődést mutatott a fény és a különböző anyagok közti reakciók iránt. Az Akadémia alapításának évében gróf *Besztucsev* kancellár, aki műkedvelő alchimista volt, rájött, hogy ferrisók mély sárga színű alkoholos oldata napfényen színét elveszti. (Ferrisók fotokémiai redukciója.) A tinktúra összetételét titokban tartotta és ezért, valamint feltűnő tulajdonságai miatt nagyra becsülték, sőt gyógyszerként is alkalmazták. Ez az első adat a vas sók (később gyakorlatban is kiaknázott) fény-érzékenységről, valamint az első ismeretessé vált megfordítható fotokémiai reakció [1].

A cári időkben az Akadémia tagjai nagyrészt külföldiek, németek, vagy baltikumiak voltak. Így nem csoda, ha az első oroszországi fényképeszek is mind külföldről bevándorolt idegenek voltak.

Mint *Jermilov* professzor 1929-ben, a Moszkvában megjelenő Szovjet Fotoalmanachban közölte, a fényképezés egyik feltalálója *Nicéphore Niepce* 1839-ben felfedezését az orosz császári kormánynak kínálta fel. Az eredeti kézirat ma Moszkvában a Szovjet Tudományos Akadémia birtokában van. Nincs tudomásunk arról, hogy *Niepce* felfedezésére a császári kormány egyáltalában válaszolt volna [2].

Az első orosz nyelvű foto szakkönyvet *Migurszki* fényképész írta 1859-ben. Az első orosz száraz lemez-gyár 1881-ben épült Pétervárott.

A forradalom előtti idők legnagyobb orosz fotofizikusa *Leon Varnerke* volt. Mérnöknek készült, de fényképezéssel kezdett foglalkozni. Hazájának a műszaki tudományok szempontjából sanyarú helyzete miatt 1870-ben Londonba költözött. 1875-ben dolgozta ki híres találmányát, melyben messze megelőzve korát a felvételeket hosszú papír szalagon eszközölte. Ez a *Varnerke*-féle rollkamara a mai rollfilmes gépek őse. A későbbi fejlődés teljesen a *Varnerke* által kijelölt irányban haladt [3].

A rollkamaránál is fontosabb eredménye *Varnerke*-nek az első szenzitometriai rendszer kidolgozása. A múlt század második felében az egyre növekvő gyáripari fotoanyag-termelés kényszerítően lépett fel a gyártmányok egzakt minősítése irányában.

Ezért *Varnerke* szenzitométert szerkesztett, melynek fényadagoló berendezése 25 sakktáblaszerűen elhelyezett, tussal festett, növekvő extinkciójú zselatin rétegből állt. Ezen a lépcsőzetes extinkciójú lemezen keresztül került megvilágításra a vizsgálandó fény-

érzékeny réteg. Megvilágításra *Varnerke* sajátos módon nem termikus, hanem foszforeszkáló fényforrást használt. A megvilágító foszforeszkáló ernyőt egy adott mennyiségű magnézium darab elégetésével világította meg. A megvilágítás 1 méterről történt. Egy perc várakozás után a foszforeszkáló ernyőt a lépcsős lemezre szorította és ezen keresztül fél percig világította meg a vizsgálandó lemezt. Előhívás után a jelentkező küszöb feketedéséből következtek az érzékenységre. Feltűnő, hogy *Varnerke* itt is megelőzve korát a korabeli normál gyertyák alacsony színhőmérsékletével szemben a fotoanyagok érzékenységének jobban megfelelő magas színhőmérsékletű megvilágító fényforrás használatára törekedett. Foszforeszkáló lemezének színe ugyanis kékes volt. A szomszédos lépcsők között az extinkció viszonyt 1,35-re választotta. Ezzel a szenzitométerrel meghatározható legnagyobb érzékenység kb. 15 Scheiner foknak, azaz  $\frac{1}{10}$  DIN foknak felelt meg. Ezen adatból fogalmat alkothatunk az azóta történt óriási fejlődésről. — *Varnerke* később visszatért hazájába és Pétervárott lemezgyárat alapított.

A fotográfiával párhuzamban haladt Oroszországban a könyv és nyomdaipar fejlődése. Bár a császári kormány a titkos nyomdáktól való félelmében a nyomdákat erősen ellenőrizte és az újabb nyomdatechnikai eljárásokat gyanakvással fogadta, az »Orosz Császári Műszaki Társulat« keretén belül nagy fejlődés mutatkozott. A Társulat fototechnikai szakosztályát *Varnerke* szervezte meg. Az állampapírok és katonai térképek nyomtatásának fontossága kényszerítőleg hatott és ezáltal a moszkvai és pétervári államnyomdák nagy fejlődésnek indultak.

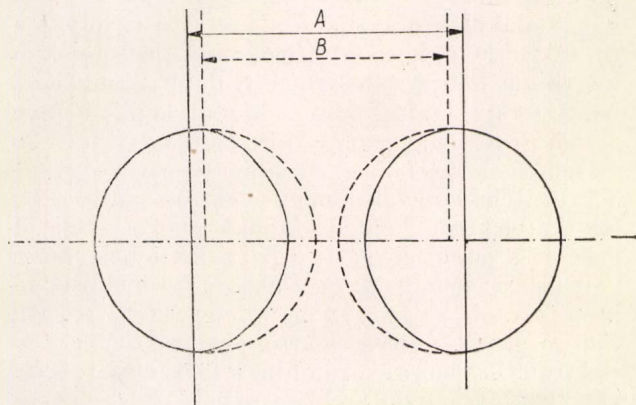
A forradalom előtti Oroszország még egy nevezetes felfedezést könyvelhet magának. Ez a *Kosztinszki* asztrofizikusról elnevezett effektus. *Kosztinszki* 1906-ban a Pulkovó-i csillagvizsgálóban megfigyelte, hogy egymáshoz közelfekvő képelemek úgy, mint kettős csillagok, szoros színekpvcvonal párok, a fotográfiai lemezen egymástól eltávolodva tűnnek fel. A jelenség oka az, hogy előhívás alatt a két szoros képelem közti térben az előhívó elszegényedik, mert a környező térből a friss hívó hozzááramlás meg van gátolva. Így a kép hívása a két egymásnak fordított oldalon kissé visszamarad. Ennek következtében az eredetileg szimmetrikus feketedési kontúr eltorzul, és aszimmetrikus lesz. Mivel a mérésnél a komparátor fonalat a feketedési mezőny súlypontjára helyezik, ebben az esetben az eltorzult és kissé távolabb csúszó két feketedési maximum távolságát mérjük, ami nagyobb, mint a valóságos.

A *Kosztinszki*-hatás a képszerű fényképezésnél nem játszik szerepet, de nagy pontosságú tudományos méréseknél figyelembe kell venni. A vonal távolodás nagyságrendje 10 mikron körül van [4].

Az októberi forradalom után nagy fejlődés kezdődött. A cári uralom anyagi és szellemi korlátai leomlottak. A szovjethatalom felismerte a fényképezés nagy népnevelési és tudományos jelentőségét és minden támogatást megadott.



Lenin mondása, hogy »valamennyi művészet közül számunkra legfontosabb a film«, a fotoipar és a tudományos fényképezés felé is termékenyítőleg hatott. A leningrádi állami és katonai nyomdákat Moszkvába szállították, ahol újjászülve láttak hozzá munkájukhoz. Csakhamar négy különböző rendeltetésű fotografiai intézet alakult. Emellett egyes nagyobb tudományos intézetek és egyetemek is rendelkeznek önálló fotografiai intézetekkel. Elméleti kutatásaik révén a leningrádi (Valenkov és Gyeniszov), ogyesszai (Kürillov) és charkovi (Barasev és Szjemjeikin) egyetemi intézetek váltak híressé.

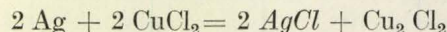


1. ábra: Kosztinszki-effektus. Két szorosan közel fekvő képelem (kettős csillag) közti térben előhívó szegényedés következtében az előhívás visszamarad. Ezért a képelemek súlypontjára vonatkoztatott távolságmérés (A), a valóságosnál (B) nagyobb értékeket szolgáltat.

A szovjet tudományos fényképezés seregsemléi az időnként megrendezett össz-szövetségi fotografiai kongresszusok. Ezekon számolnak be a szovjet elméleti fotográfia kutatói elért eredményeiről. Az első ilyen kongresszust 1932-ben tartották. Ezt követték 1937-ben, és 1941-ben a többi összejöveledek. A háború után csak 1949-ben volt az első fotografiai kongresszus, melyet 1950-ben és 51-ben két másik követett. A háború utáni összejöveledek a fényképezés és kinematográfia tudományos és technikai felhasználásával, a színes fényképezéssel és végül fotokémiai és fotofizikai alapproblémákkal foglalkoztak. A hatodik 1951-i kongresszust a Szovjet Tudományos Akadémia és az ogyesszai állami *Mjetáknjikov* egyetem rendezte. Ebben az évben ünnepelte Ogyesszában *E. A. Kürillov* professzor és fotofizikai iskolája működésének 25. évét.

Sajnos magyar szakemberek ezeken a kongresszusokon nem vehettek részt. Sőt egyáltalában a magyar és szovjet fotofizikusok közt semmiféle személyes kapcsolat eddig nem tudott kialakulni. Addig, míg ezen a szomorú körülményen módunkban lesz változtatni a szovjet fizikai és kémiai szakfolyóiratokra, valamint a szovjet tudományos Akadémia kiadványaira vagyunk utalva a szovjet elméleti fotográfia eredményeiről való tájékozódást illetőleg.

Okvetlenül meg kell emlékezni a két háború közötti idő egyik kimagasló szovjet fotografiai eredményéről. Ez az *F. L. Burmisztrov* által 1934-ben kidolgozott gyakorlatilag szemcsementes fényérzékeny réteg. Ilyen szemcsementes fényérzékeny rétegeknek óriási jelentőségük van finom feliratok, skálák, optikai rácsok sokszorosítása szempontjából. A legelső ilyen híressé vált rendszert *Lippmann* készítette 1892-ben. Evvel lehetővé vált álló fényhullámok lefényképezése és egy kezdetleges színes eljárás megalapozása. *Lippmann* eljárása lényegében csak abban különbözött a szokásos fényérzékeny rétegek előállításától, hogy az ő emulziója ezüst-haloidban igen szegény volt és a szemcsék kicsapását igen gyors összeöntéssel, lehető alacsony hőmérsékleten végezte. Műveleteinél gondosan kerülte a fizikai érlelés minden lehetőségét, hogy a szemcsék a kicsapás pillanatának megfelelő finom, kolloidális eloszlásban maradjanak. A szemcsék nagysága 0,2 mikron körül volt, a réteg feloldó képessége pedig 800 vonal milliméterenként. *Burmisztrov* más utat választott. Abból indult ki, hogy fém-ezüstből sokkal finomabb eloszlású kolloidot lehet készíteni, mint ezüst-haloidból. Ezért zselatinnal védett ezüst szólt (kollargolt) állított elő, melynek szemcséi 0,02 mikron nagyságúak voltak. Ezt az emulziót öntötte üveglemezre. Használat előtt rézszulfát tartalmú konyhasó oldattal érzékenyítette. Ekkor a kupriklorid hatására a kolloid ezüst részek fényérzékeny ezüstkloriddá alakulnak át:



Az ezzel a módszerrel előállított fényérzékeny réteg szemcséi 0,02 mikron nagyságúak, a feloldóképesség pedig 1000 vonal milliméterenként[5].

Két évvel később ezt az eljárást is sikerült túlszárnyalni. 1936-ban hozták nyilvánosságra a Leningrádi Optikai Intézetben kidolgozott ún. »adszorpciós fotografiai« eljárást. Ennél a módszernél *Burmisztrov* üveglemezeket zselatin-mentes kollargollal, vagy ezüstnitrát kovász-gél keverékével vont be. A szilíciumdioxid rétegen ezüstszilikát képződik, mely fényérzékeny, amennyiben megvilágításkor bomlik és ezüst szabadul fel. Az így keletkezett látens kép azután fizikai hívással előhívható. A rétegvastagság 50–100 Å között mozog. Ezáltal a rács másolatok rendkívül élesek lesznek. A feloldóképesség 2000 vonal/milliméterre emelkedett. Lehetővé vált 0,25 mikronos beosztások készítése[6]. A *Burmisztrov* rétegek feloldó képességét a mai napig sem múlták felül[7].

Szovjet kutató névéhez fűződik a szilárdtestek fizikájában az a nevezetes felfedezés, mely később a látens kép modern, kristályfizikailag megalapozott elméletének kialakulásához vezetett. *Tubandt* és munkatársai 1920-ban megállapították, hogy ezüstháloid kristályok jelentős ionvezetéssel rendelkeznek. *Frenkel* szovjet elmé-



leti fizikus 1926-ban megjelent alapvető dolgozatában kimutatta, hogy az ionvezetés a termodinamikai egyensúlyban álló, reális kristályoknál a rácsközti helyeken levő szabad ezüst ionoktól ered[8]. Az ilyen szabad ezüst-ionok koncentrációja ezüstbromidban  $10^{-6}$ , ezüstkloridban  $10^{-8}$ . Ezen ezüst-ionokra nem hatnak a rácsbeli kötőerők, s így szabad hőmozgást végeznek. A reális kristályoknak az ideálistól való ezen eltérését nevezik *Frenkel-féle hibáknak*. A külső elektro-neutralitás kielégülése miatt fel kell tételezni a rács-pontokban a szabad ezüst-ionokkal egyenlő számú hiányzó ezüst-iont is. Az elmélet megengedi negatív rácsközti ionok létezését is, de gyakorlatilag ez nem fordul elő, mert a halogén ionok ehhez túl nagyok.

*Frenkel* elmélete bár eredetileg teljesen a szilárd testek felépítésének magyarázatára szolgált, később nagy jelentőségre tett szert a látens kép kialakulás magyarázatánál. A ma általában elfogadott látens kép kialakulási elmélet (*Gurney—Mott*) ugyanis az előhívási gócok kialakulását két folyamatból teszi össze. Az első szakaszban elektron folyamat játszódik le. A kristály által elnyelt fénykvantum energiája arra fordítódik, hogy a rácsban egy elektron a vezetőképpességi nivåba emelkedjék, mely ott az ekvipotenciális felületen szabad mozgást végezhet. Amennyiben a vezetőképpességi sávban alacsonyabb potenciálú helyek vannak, a szabad elektronok ezeken befogódnak. Ezek az elektron csapdák az ún. *érzékenységi gócok*, melyeknek kialakulásával az ezüstbromid kristály és a zselatin közeg kölcsönhatásának eredményeként összefoglalónk más részén a *Csibiszov* iskola munkásságának ismertetése keretében részletesebben foglalkozunk. Amennyiben az érzékenységi csírák a szabad elektronok befogásával negatív töltést vettek fel elektrosztatikusan magukhoz vonzzák a rácsközti ezüst-ionokat és a rekombináldott ezüst atomok előhívási góccokká állnak össze. Ezen második rekombinációs folyamatot nevezik ion folyamatnak. Látjuk, hogy ennek lényeges alkotó elemeit épp a *Frenkel-féle* ezüst-ionok képezik.

A mai szovjet elméleti fotográfiai kutatásról megállapítható, hogy a fotográfiai tudomány minden területével foglalkoznak. Így *Kürillov* professzor vezetésével népes iskola foglalkozik az ezüstháloid kristályok elnyelési színeképének finom szerkezetével és az ebből levonható kristályfizikai és látens kép elméleti következtetésekkel. (*Golub, Fomenko, Broun, Fonkics, Szjora, Koljarovszki*, stb.) Vizsgálataik alapján megállapították, hogy ezüstháloidokban fellépő színcentrumok nem állhatnak csupán *Ag* atomokból összetett kolloid részecskékből, hanem bennük két, három és több atomból álló komplexek is tételezhetők fel. Továbbá fotoemulziók érlelési centrumaiban is hasonló finom szerkezetet mutattak ki. *Volkenstein* szerint ezüst-háloidok fotokémiai színezésénél a színcentrumok összetétele csupán kolloid ezüsttel, vagy csak anionúrhelyeken befogott elektro-

nokkal nem magyarázható[9]. *Mejkljár* a fotoelektromos és fotokémiai érzékenység spektrális összehasonlításából arra a következtetésre jutott, hogy a primer effektus a színcentrumokon való abszorpció. Emulzió esetében a színcentrumok termikus úton, vagy a zselatin labilis kénvegyületeinek hatására képződnek. Fény abszorpciónál a színcentrumokból elektron szabadul fel. *Kartuszanszkij* szaggatott megvilágítások alkalmazásával (intermittencia effektus) kimutatta, hogy a látens kép keletkezése a sötét periódusok alatt is tovább folyik. Ezzel megerősítette *Kornfeldnek* a *Herschel-effektus* tanulmányozása alapján kapott eredményeit[10]. *S. G. Grenyisinnek* a látens kép kialakulásánál lejátszódó elektron folyamatot közvetlenül is sikerült igazolni. Alacsony érzékenységű lemezt elektron nyalábbal sugárzott be. Azt tapasztalta, hogy a kapott kép a fénnel történő rövid ideig, nagy intenzitással való megvilágításnak felel meg. Mindkét esetben ugyanis a kristályban hirtelen nagy elektron sűrűség lép fel. Az elektron befogó csapdák gyorsan telítődnek, de a lassú mozgást végző ezüst-ionok hozzá vándorlása nem tud az elektron termeléssel lépést tartani, s így a nem semlegesített negatív töltésű gócok a fölös elektronokat taszítják, s az elektron hasznosítás romlik, a fölös elektronok a képkötés szempontjából elvesznek[11]. (Schwarzschild-effektus.)

*Kürillov és Nyeszterovszkaja* precíz vizsgálatokat végeztek az egyes ezüstháloid szemcsék felületén és belsejében megvilágítás hatására kialakuló centrumok összetételét illetőleg. *Lippmann-féle* emulziót állítottak elő, melynek jellegzetessége, hogy készítés folyamán az ezüstbromid és a zselatin közeg közti minden kémiai kölcsönhatást lehetőleg háttérbe szorítanak, vagyis elkerülnek mindenfajta kémiai érlelést. Ilyen emulziókon tehát a tiszta ezüstháloid kristályok viselkedését tanulmányozhatjuk. A szerzők lemezüket ultraibolya besugárzásnak vetették alá. Utána mérték a fényabszorpció változást 350 és 780 millimikron közt. Ez a mérés szolgáltatta a kristály felületén és belsejében keletkezett centrumok együttes fényelnyelését. Ezután a lemezt híg kénsavas bikromátoldatban fürdették és ezáltal a szemcsék felületén levő góccokat feloldották. A megismételt spektrofotometrálas most csak a mély gócok abszorpcióját adta. Mindkét esetben ugyanazok az elnyelési maximumok adódtak, csak más intenzitással, ami a kétféle góc azonos felépítettségére mutat. A fellépő finomszerkezeti különbségek csak fotokémiai eltérésektől eredhetnek[12]. *Kürillov* feltételezése szerint ezek a gócok kevésbé stabil állapotú, főleg az ezüstbromid kristály felületéhez lazán kapcsolódó kolloid részecskékből állnak[13]. A látens képet alkotó csírák energia nivót *Bogomolov* és *Mosovszki* szellemes kísérletekkel puhatolták ki. Várható, hogy az ezüstháloid kristályban levő gócok energia nivói a góccokat alkotó ezüst atomok számától függnek. Ez együtt jár a gócok oxidáló szerekekkel



szemben tanúsított ellenállásával. *Bogomolov* és *Mosovszki* más úton indultak el. Vizsgálataikat az ún. deszenzibilizátor vegyületek hatásának mérésével végezték. Deszenzibilizátoroknak olyan vegyületeket nevezünk, melyek az emulzióhoz adagolva (vagy fürdetés által) annak érzékenységet jelentősen csökkentik. Hatásmechanizmusuk a Gurney—Mott-elmélet keretén belül világos: elektron befogó csapdákként szolgálnak, melyeknek potenciálja azonban az előhívási potenciál alatt van. Vagyis deszenzibilizátorral kezelt emulziókban a megvilágítás hatására keletkező fotoelektronokat a deszenzibilizátor fogja fel és ezek a hívás szempontjából elvesznek. Az említett két szerző vizsgálta a deszenzibilizáció hatását látható és Röntgen-fény esetén; a deszenzibilizátort megvilágítás előtt és után alkalmazva. A Röntgen besugárzást Röntgen szenzitométerben végezték 80 kV, 5 mA mellett; 4,5 r egységet sugározva a lemezre. Előhívás után a kapott érzékenységet ( $S$ ) összehasonlították a nem deszenzibilizált lemez érzékenységgel ( $S_k$ ).

A nem deszenzibilizált és a deszenzibilizált lemezek érzékenység viszonya  $S_k/S$  a következő volt:

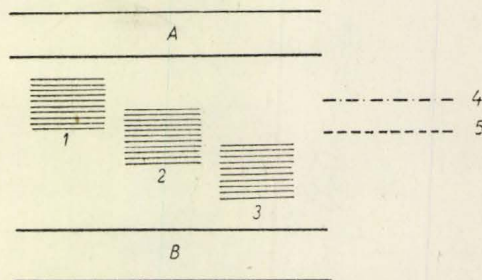
	deszenzibilizálás besugárzás előtt	után
látható fény .....	128	1
Röntgen fény .....	8,4	1,8

Deszenzibilizátor fénoszafrafin 1:2500 oldata volt. Ebből az következtethető, hogy az érzékenységi nívó magasan a deszenzibilizátor nívója felett fekszik és ezért megvilágításkor az összes fotoelektronok a deszenzibilizátor sávjába folynak le. Ennek felel meg a 128-szoros érzékenység csökkenés. Röntgen besugárzás esetén kissé más a helyzet. Az érzékenység csökkenés ekkor csak 8,4-szeres. Ennek az a magyarázata, hogy Röntgen besugárzás esetén a fotokémiai hatás a Röntgen kvantum által kiváltott nagyszámú szekundér elektrontól ered. A nagy áthatoló képesség miatt a szemcse belsejében is nagyszámú fotoelektron létesül és ezeket a deszenzibilizátor nívója nem képes mind felvenni. Így aztán a fotoelektronok egy része képes látens képet kialakítani, ezért kisebb mérvű a deszenzibilizálás hatása.

Ha besugárzás után alkalmazzuk a deszenzibilizátort, ez látható fény-okozta látensképre teljesen hatástalan.  $S_k/S = 1$ . Ennek oka az, hogy a fényokozta látens képet nagy gócok alkotják, melyek a deszenzibilizátornál mélyebb potenciálon helyezkednek el. A Röntgen besugárzás által okozott látens kép azonban magasabb diszperzitású, magasabb potenciálú gócból áll. Az elektronok egy része itt a deszenzibilizátornál magasabb potenciálon van és így egy részük oda átfolyik és a képpalkotás szempontjából elvesz. Ennek felel meg az 1,8-as deszenzibilizálási tényező. Hasonló energetikai viszonyok adódnak, ha deszenzibilizátorként oxidáló hatású  $\text{CuCl}_2$ ,

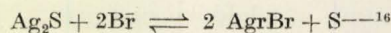
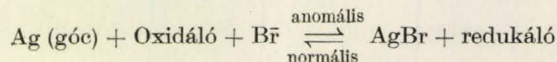
vagy  $\text{HgCl}_2$ -t alkalmazunk. Megvilágítás után adagolva ezek a Röntgen képet jobban gyengítik, mert ennek finomabb eloszlású gócai könnyebben oxidálhatók [14].

*Mejkljar* kimutatta, hogy a megvilágítás alkalmával keletkeznek az ezüstháloid kristályokban olyan természetű gócok, melyek az előhívás alkalmával nem redukálódnak. Ezeket *Berg* amerikai kutató már 1946-ban feltételezte és szubcentrumoknak nevezte el őket. Nagyságuk még nem elegendő az előhívás megindítására. *Mejkljar* vizsgálatai szerint főleg rövid ideig tartó intenzív megvilágítás alkalmával keletkeznek [15].



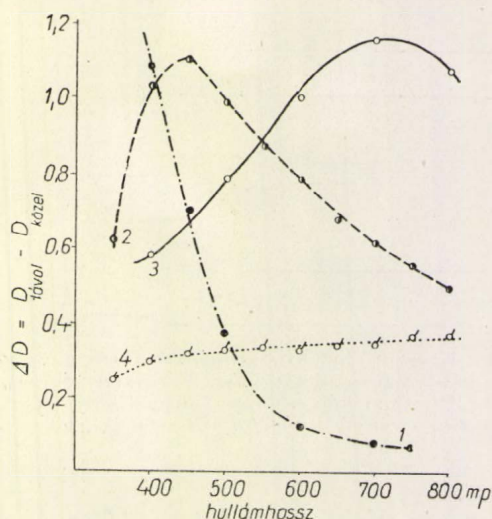
2. ábra: Ezüstháloid kristály elektron nívói. A vezető-képességi sáv, B betöltött zóna, 1 érzékenységi centrum, 2 látens Röntgen kép nívója, 3 látens fény okozta kép nívója, 4 az előhívó nívója, 5 a deszenzibilizátor nívója.

Meg kell említeni *Sebersztov* érdekes megfigyelését fotoemulziók anomális öregedésével kapcsolatban. Mint ismeretes a fotoemulziók öregedése abban áll, hogy tárolás alkalmával egy megnyújtott utóérlelés következik be, melynek következtében az érzékenység kissé nő, a fátolérték pedig kellemetlenül magasra emelkedik. Ennek oka egy lassú kémiai folyamat, mely a kémiai érlelés folytatása, a szemcsék egyre jobban aktiválódnak, de ugyanakkor a spontán előhívható egyes szemcsékben az érzékenységi gócok elérik az előhívási góc nagyságát, azaz megvilágítás nélkül is spontán előhívhatókká válnak. Ezzel szemben *Sebersztov* olyan öregedést talált, amikor az érzékenység csökken és a fátolérték változatlan marad. Ez a jelenség 20 °C-on történő tárolásnál lépett fel, míg a normális öregedés 50 °C-n szokott bekövetkezni. Az érzékenység csökkenés két hónap alatt következett be és arra a levegő nedvessége és az emulzió bromid-ion tartalma volt hatással. Feltételezés szerint oxidatív folyamat állunk szemben, mely a normális öregedés inverz jelensége. A két folyamat egymással egyensúlyba jöhet és attól függően, hogy melyik lép fel erősebben, következik be egyik, vagy másik. A feltételezett kémiai egyensúly a következő:





Végül még néhány a képviszaadás geometriai pontosságát érintő kutatásról szeretnénk beszámolni. Mint ismeretes, a fotoemulzió a lencse által a rétegre sugárzott képet csak bizonyos geometriai torzítással adja vissza. Ennek oka részben a fotoréteg szemcsés szerkezetéből következik, mely elvileg sem engedi meg a szemcsék-nél kisebb részletek visszaadását. Itt most csak a geometriai képtorzítások egyik csoportjára az ún. feloldóképességet érintő kérdésekre terjeszkedünk ki. Egy fényérzékeny réteg feloldóképessége alatt a réteg egy milliméterére eső azon vona-



3. ábra: Ezüsthaloid kristályok fényszórása fotoemulzió rétegben. Az átlagos kristály projekciós felülete: 1.  $< 0.10$ ; 2.  $0.30$ ; 3.  $0.50$ ; 4.  $\sim 1.50 \mu^2$ .

lak számát értjük, melyeket a réteg még különválasztottan képes visszaadni. Ezt számos tényező befolyásolja. Igen fontos szerepe van a réteg szemcséin bekövetkező fényszóródásnak. Ennek következtében a két közelfekvő vonal elem közti mezőny is kap illetéktelenül fényt, ami előhívás után a két vonal közti kontrasztot rontja és a megkülönböztetést nehezíti meg. A feloldóképesség ennek megfelelően függ a megvilágító fény hullámhosszától. A várakozással ellentétben I. I. Brejdo ultraibolya fényben 1,5–2-szeres feloldóképesség növekedést tapasztalt. Méréseit a higany 436, 365, 313 és 254 millimikron hullámhosszú fényében végezte. 365 és 254 között a feloldóképesség kb. duplája volt mint 436-nál. Bár a fényszórás a hullámhossz rövidülésével fokozódik, de ezzel szemben hat a réteg fényabszorpciójának megnövekedése. Mikroszkopiai vizsgálatokból látható volt, hogy míg látható fény okozta képnél az ezüst szemcsék kb. egyenletesen oszlanak el a réteg egész mélységében, addig az ultraibolya besugárzás után a kép csak a réteg felületére korlátozódik. Az effektív réteg vastagság tehát ultraibolya fényre vonatkozólag sokkal kisebb, mint látható fény esetében, ami a feloldóképesség erős javulását

vonja maga után. Ez igazolható azzal is, hogy a fényszórás látható fényben rétegvastagsággal erősen nő, míg ultraibolya fényben a rétegvastagságnak alig van szerepe. A méréseket különböző szovjet és külföldi anyagon végezte. Felvételezésre kvarc akromát kamara szolgáltat [17].

Brejdo és Prussz részletesen vizsgálták a szenzibilizáció hatását a feloldóképességre. Változó szemcsenagysággal különböző emulziókat készítettek, melyekben a szemcsék vetülete  $0,10 - 1,50$  négyzet mikronig variált. A réteg szemcséinek fényszóró képessége a szemcsék átmérőivel változik. Finom szemcsés rétegek főleg a kék sugarakat szórják. A szemcseméretetek növekedésével a fényszóródás maximuma a hosszabb hullámhosszak felé tolódik el.  $0,6$  négyzetmikronos szemcséktől kezdve a fényszórás már jobbra független a hullámhossztól (3. ábra). Ezért finom szemcsés emulziók szenzibilizációjánál a feloldóképesség javul, mert a képkötésbe a nem szóródó sárga és vörös sugarakat is bevonjuk. Durva szemcsés emulzióknál a szenzibilizálásnak nincs szerepe a feloldóképességre, lévén itt a fényszórás a hullámhossztól független [18].

Lehetetlen ezen a helyen a szovjet fotofizika valamennyi területéről átfogó ismertetőt adni. Ezért még egy kutatási területet választottunk ki, mely nemzetközi súlya és érdekessége miatt különösen érdemes a részletesebb ismertetésre. Ez a kutatási terület Csibiszov és munkatársainak a fotográfiai emulziók készítésénél végbemenő folyamatokra vonatkozó vizsgálat sorozata. Ezek a vizsgálatok 1946-tól a moszkvai Fotográfiai Kutató Intézetben kerültek végrehajtásra. Csibiszovot munkásságáért Sztálin díjjal tüntették ki eredményei pedig az egész világon nagy feltűnést keltettek és ma a fotoemulziók elméletének értékes részét képezik.

Mielőtt vizsgálataik részleteire rátérnénk, szükséges röviden ismertetni a fotoemulziók készítését, illetve ennek folyamán lejátszódó jelenségeket [19].

Fotoemulziók készítése röviden összefoglalva a következőképpen történik: Melegített ( $40 - 60^\circ \text{C}$ ) vizes zselatin oldatba keverés közben ezüstnitrát és halogénsók oldatát csorgatják. Az ezüsthaloid ilyenkor kolloidálisan válik ki. A részecskék mérete a folyamat elején kb.  $10 - 40 \text{ m}\mu$ . Kristályos szerkezetet még nem mutatnak. Durván véve gömb alakúnak tekinthetők. A kolloidálisan kicsapódott ezüsthaloid részecskéik a reakció körülményeinek megfelelően (hőfok, halogén felesleg, zselatin minősége és koncentrációja, stb.) lassabban vagy gyorsabban növekedni kezdenek s egy bizonyos méret (kb.  $4 - 500 \text{ m}\mu$  szemcse átmérő) elérése után mikrokristályos szerkezetet vesznek fel. A kristályok azután egy bizonyos méretig tovább növekednek. A technika különböző változtatásával eltérő szemcsenagyságú emulziók állíthatók elő. A gyártásnak ezt a fázisát fizikai vagy első érlelésnek nevezzük.

Az emulziót ezután megdermesztik. A nyert kocsonyát felaprózzák s az így nyert emulzió-laskákból az oldható sókat (halogénsó felesleg és a cserebomlásból származó nitrátok) legnagyobb részben eltávolítják folyó vizes mosással. A kimossott emulzió-laskákat újból megolvasztják s a megolvasztott emulziót újból egy darabig melegítik. Ezalatt a művelet alatt, melyet második



vagy kémiai érlelésnek neveznek, az emulziók fényérzékenysége egy darabig nő. Mikor a fényérzékenység optimumát eléri, a folyamatot megszakítják s az emulziót vagy újból megdermesztve tárolják vagy pedig megfelelő öntési adalékokkal (szenzibilizátor festékek, nedvesítő és cserző anyagok, stb.) ellátva valamilyen alapra (film, papír, üveg lemez) öntik és megszárazítják.

Hosszú ideig az volt az elképzelés, hogy a kémiai érlelés alatt alakulnak ki helyenként a kristályok felületén az ún. fényérzékenységi csírák, melyeket Sheppard 1925-ben publikált kísérletei[20] nyomán ezüstszulfidnak tételeztek fel. A szükségesként a zselatinban nyomokban jelenlevő ún. labilis kén vegyületek szolgáltatják[21]. Csibiszov és iskolájának kutatásai elsősorban arra irányultak, hogy megállapítsák ezeknek a fényérzékenységi centrumoknak a kémiai természetét, másrészt pedig, hogy tudományos pontossággal tisztázzák azokat a feltételeket, melyektől a fotoemulziók fényérzékenysége függ.

Csibiszov és munkatársai első vizsgálataiknál[22] feltételezték, hogy az érzékenységi centrumok összetétele lehet: 1. ezüstszulfid, 2. ezüst-zselatin komplex vegyületek és ezekből az érlelés alatt 3. fémes ezüst.

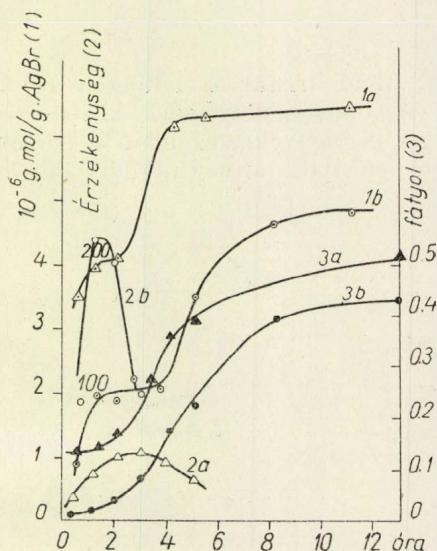
Mikroanalitikai módszerekkel meghatározták az ezüstháloid kristályokon keletkezett ezüst (ezüstszelatinát) és ezüstszulfid mennyiségét az érlelés ideje alatt egy ammóniás emulzióban. Azt tapasztalták, hogy a kén telítési görbe szerint megy át a szilárd fázisra, míg a többi »nem halogén« ezüst először rohamosan képződik, majd mennyiségük egy ideig állandó marad. Később a görbe ismét meredeken emelkedik, majd egy végértéket ér el (4. ábra: 1a és 1b görbék).

Ezeket a görbéket összhangba hozták a fotográfiai tulajdonságok változásával az érlelés alatt. Azt tapasztalták, hogy a maximális érzékenység elérésének az ideje nagyrésztben összeszik a »nem halogén« ezüst (ezüst és ezüstszelatinát) képződési görbéjének vízszintes szakaszával (4. ábra: 2a és 2b görbék). Ugyanitt kezd emelkedni a fátýolérték is (4. ábra: 3a és 3b görbe). A lépcsős görbe magasságát a nevezett szerzők a keletkezett idegen anyagok (»nem halogén« ezüst) mennyisége mértékének tekintették, másrészt pedig úgy látszott, hogy az érzékenység változása szoros összefüggésben van az ezüst csírák keletkezésével a mikrokristályokon.

Hasonló feltevéshez vezettek azok a kísérletek is, melyeknél ugyanezek a szerzők[23] a lejátszódó folyamatok hőmérsékleti függését vizsgálták. A fényérzékenység és a fátýol növekedését, valamint a fémes ezüstnek az emulziós mikrokristályokon való képződését vizsgálták különböző hőfokokon az idő függvényében. A folyamatok sebességi állandói az Arrhenius-egyenlettel voltak leírhatók. A nyert függvény görbék messzemenően paralel menetet mutattak jelöl annak, hogy a három folyamat szoros összefüggésben van egymással. Kívétel csak akkor volt tapasztalható, ha labilis kénben gazdag zselatint hasz-

náltak az emulzifikáláshoz. Feltételezték, hogy ilyenkor kén is megy át a mikrokristályokra, mely a határfelületek módosulására s ezáltal az energetikai viszonyok megváltozására vezet.

További kísérleteknél[24] Csibiszov és munkatársai szisztematikusan vizsgálták azokat a tényezőket, melyektől a második érlelés függ. Több, az emulzió készítés gyakorlatából empirikusan ismeretes tényt számszerű adatokkal is igazoltak. Így pl. a maximális érzékenység elérésének idejét bromid felesleg növeli, a hőmérséklet emelése pedig csökkenti. Megfigyelték továbbá,



4. ábra: »Nem halogén« ezüst keletkezésének és a fotográfiai tulajdonságoknak összefüggése ammóniásos fotoemulziók (a és b) második érlelésénél: 1. »nem halogén« ezüst keletkezése, 2. érzékenység és 3. fátýol változása az érlelés alatt.

hogy a második érlelésnél elérhető maximális érzékenység messzemenően az első érlelés idejétől függ. A második érlelés feltételei szerintük csak a maximális érzékenység elérésének idejére vannak befolyással. Szerintük a második érlelést úgy kell tekinteni, mint az emulziós mikrokristályok felületén az első érlelésnél keletkezett »potenciál völgyek« kimélyülését. A második érlelésben szerintük már nem keletkeznek újabb érzékenységi góccok, hanem a meglevők növekednek.

Az I. táblázatban feltüntetett kísérleti adatok az első érlelésnél alkalmazott zselatin hatását mutatják. Ha az első érlelésnél olyan zselatint alkalmazunk, melyek sok »nem halogén« ezüstöt visznek rá a mikrokristályok felületére, akkor a maximális érzékenység elérésének az ideje lerövidül, jelöl annak, hogy sok góc van jelen a mikrokristályok felületén az első érlelés végén. Ezzel szemben a fényérzékenység csekélyebb volta az első pillanatban meglepő. Ezt meg lehet azonban magyarázni a látens kép kutatásából ismert ún. »belső« centrumok képződésével.

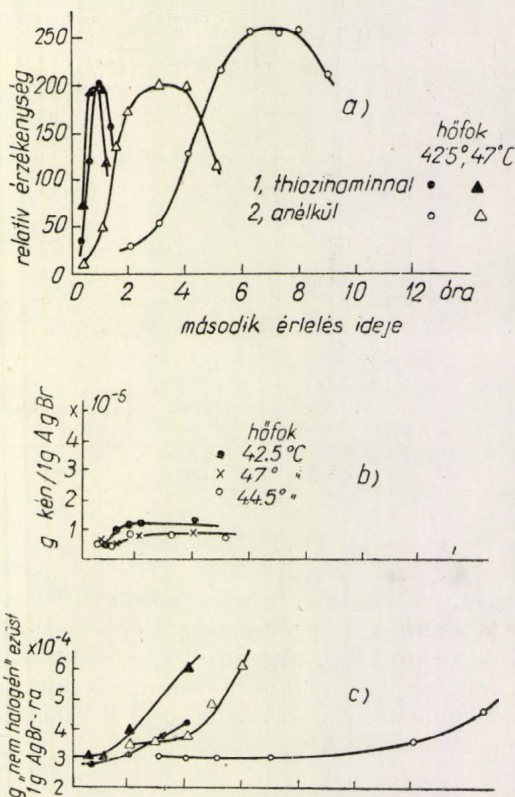


I. táblázat

Az első érlelésnél használt zselatin befolyása a második érlelésre:

Zselatin első érlelésben	»Nem halogén« ezüst mennyisége az első érlelés végén (g. ekv./l g AgBr)	Maximálisan elért fényérzékenység	
		relatív egységekből	elérésének ideje
a) speciálisan tisztított .....	$0.27 \times 10^{-5}$	255	3 óra
b) normális .....	$1.78 \times 10^{-5}$	180	2 «
c) technikai .....	$185.0 \times 10^{-5}$	110	1 «

Az ezüstháloid kristályok felületén az első érlelésben végbemenő növekedés közben is keletkeznek göcök, melyekre azonban a kristály növekedés közben újabb anyag rakódik rá s így ezek



5. ábra: Thiosinamin befolyása (Adagolás:  $0.5 \times 10^{-4}$  g/l g zselatin) a második érlelés kinetikájára egy ammóniás emulzióánál: a) Thiosinamin befolyása a maximális fényérzékenység elérésének idejére, b) Kén átmenet a szilárd fázisra, c) »nem halogén« ezüst képződése az érlelés ideje alatt.

a kristályok belsejébe kerülnek. A megvilágításakor a belső centrumok a felületi centrumokkal versenyezve fotoelektronokat foghatnak be s az ezüstháloid fotolízist idézhetik elő a mikrokristályokon belül[25]. Ennek eredményeképpen a belső centrumok növekedni fognak, az előhívás-

nál azonban nem tudnak közvetlenül érintkezni az előhívóval s így hatásuk nem érvényesül, ami természetszerűen a kvantumhasznosítás kisebb értékét és ezzel együtt a kisebb fényérzékenységet jelenti.

Csibiszov és Ratner[26] azt is megállapították, hogy a belső centrumok képződése miképpen függ az első érlelés körülményeitől. Mind az első érlelésnél alkalmazott hőfok, mind pedig a halogén felesleg bizonyos határok között mutatott optimális eredményt. Magasabb hőfokok a belső centrumok képződésének kedveznek s ezért ilyenkor gyakran visszaesik az érzékenység. Hasonló a helyzet alacsony halogén feleslegnél is. Túl nagy halogén felesleg viszont a külső centrumok képződését akadályozza. Egyébként azonos szemcse méretű (szemcse eloszlású) emulziók közti érzékenység különbségeket is a belső centrumok különböző mérvű kialakulásával magyarázzák.

A fenti nézetek alátámasztására a vázolt effektusokat iparkodtak megfelelő vegyületek adagolásával mesterségesen is előidézni. Így többek között megvizsgálták labilis ként tartalmazó vegyületeknek, elsősorban thiosinaminnak (allilthiokarbamid) és nátriumthioszulfátnak a második érlelésre gyakorolt hatását[27]. Az első érlelést mindig azonos körülmények között hajtották végre, hogy ennek befolyását kizárják.

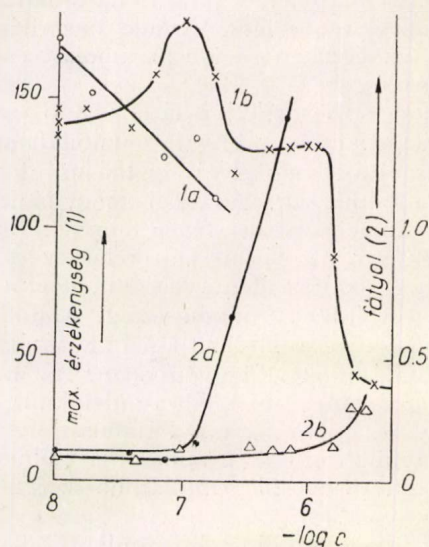
A kísérleti adatokból a következőket figyelték meg (5. ábra): 1. A kén vegyületek jelenléte meggyorsította a »nem halogén« ezüst képződését, másrészt nagymértékben megrövidítette a maximális fényérzékenység elérésének az idejét. 2. A fényérzékenység maximuma a kénvegyületek jelenlététől függetlennek bizonyult. 3. A kénátmenet sebessége a kristályok felületére meglehetősen független a hőmérséklettől. A kísérleti adatokból Csibiszov és munkatársai azt következtették, hogy a kénvegyületek a szilárd fázissal csupán adszorpciós kapcsolatot létesítenek, de nem reagálnak kémiaiag ezüstsulfid képződés közben. Másrészt arra következtetnek: hogy szenzibilizáló hatást nem gyakorolnak, hanem csak a kémiai érlelés folyamatát gyorsítják, amennyiben katalizálják a fényérzékenységi és fátyol ezüst centrumok képződését.

Csibiszov[28] feltételezi azt is, hogy az ezüst centrumok kezdetben amorfok. Növekedésükkel együtt katalitikus aktivitásuk is nő. Egy bizonyos stádiumban azonban termodinamikusan labilissá válnak és kristályos formába mehetnek át. Ezáltal aktivitásuk lecsökkenhet. Ezzel a felfogással több fotografiai effektus magyarázható, mint pl. szolarizáció, a látens kép fakulása, az előhívás indukciós periódusának lerövidülése, mint az emulziós réteg megvilágításának következménye, stb.

Csibiszov és Ratner[29] vizsgálták a belső centrumok képződését különböző vegyületek mesterséges adagolásának hatására. E célból hidrazint és nátriumthioszulfátot adagoltak egy ammóniás ezüstbromid emulzióba az első érlelés folyamán.



A zselatin koncentrációja 0,4–2%, a hőmérséklet 45 °C és az érlelési idő 30 perc volt az első érlelésnél. Az első érlelés végén a szemcséket centrifugálással kicsapták, majd a második érlelésre 7,5%-os zselatin oldatban újból diszpergálták s 50 °C-on érlelték. A hidrazin adagolásnál az érzékenység azonnal leesik s a fátyol is aránylag már kis hidrazin koncentrációtól rohamosan növekedni kezd (6. ábra 1a és 2a görbék). Thioszulfát adagolásnál a fátyol aránylag csak magas koncentrációnál kezd növekedni (6. ábra 2b görbe). Az érzékenység bonyolult menetet mutat (6. ábra 2a görbe). Először növekedést lehetett tapasztalni, majd egy visszaesés és állandó szakasz elérése után történt csak az érzékenység nagyobb mérvű visszaesése. A hidrazin és a thioszulfát hatása közti különbségeket a két szovjet kutató a belső centrumok topográfiájának és nagyságának különbözőségével magyarázza.



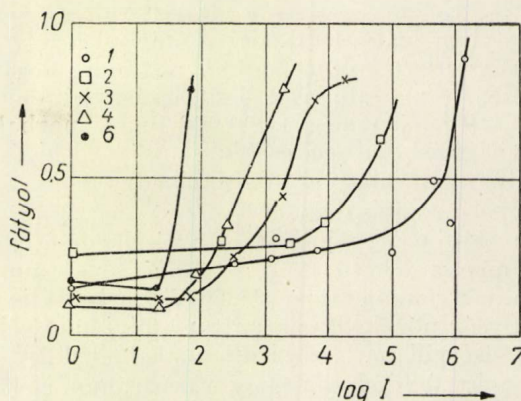
6. ábra: Hidrazin (a) és thioszulfát (b) első érlelésnél való adagolásának befolyása az emulziók fényérzékenységére (1) és fátyol értékére (2). Az abszcisszán az adagolt vegyületek koncentrációja van feltüntetve logaritmikus léptékben.

Ratner és Titov[25] még korábban hasonló vizsgálatokat végeztek, mint Csibiszov és munkatársai, ők azonban a belső centrumokat nem kémiai úton, hanem fény hatásával (látenszifikáció) állították elő.

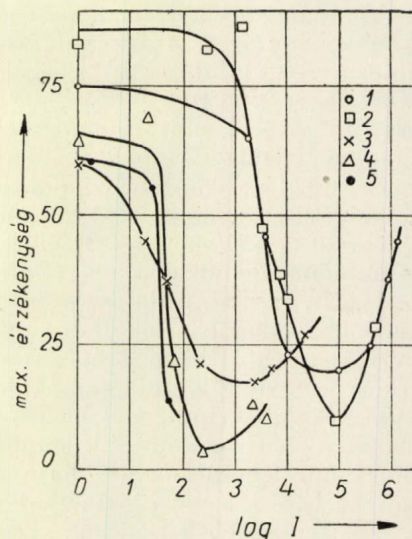
A vizsgálatokhoz használt emulziót úgy készítették, hogy erős keverés közben két adagban ammóniás ezüsnitrát-oldatot adagoltak káliumbromid oldatba, mely még zselatint és nátriumnitrát (brómakceptor) tartalmazott. Mindkét hozzáöntés (emulzifikálás) 2 percig tartott és egy perc szünet volt közöttük. A második emulzifikálás befejezése után az emulziót még 35 percig 40 °C-on érlelték, majd a keletkezett ezüstbromid szemcséket centrifugálással kicsapták. A kapott csapadékokat friss zselatin oldatban diszpergálták a második érlelés elvégzésére. Az emulzióból üveglemezre mintákat öntöttek s ezeket vizsgálták meg szenzitometriailag. Az emulziót a készítés különböző stádiumában és különböző erejű 3000 K° színhőmérsékletű fényvel világították meg éspedig: a) az első emulzifikálás alatt, b) a második emulzifikálás alatt, c) 15 perccel a második emulzifikálás befejezése után és végül d) az első érlelés befejezése után.

A megvilágítás hatását a fátyolra és az érzékenységre a 7. és 8. ábra mutatja. A 7. ábrából

látható, hogy az első érlelés legkorábbi stádiumában (az első emulzifikáció kezdetén) történő besugárzás még 100 000 lux megvilágítás és 30 másodperces időtartam esetén sem idézi elő a fátyol észrevehető megnövekedését. Ha azonban megnöveljük a besugárzás időtartamát vagy az



7. ábra: Látenszifikáció befolyása fotoemulziók fátyol értékére: 1. 30 mp-es besugárzás az első emulzifikáció kezdetén, 2. ua. 60 mp-ig, 3. ua. 120 mp-ig, 4. 120 mp-es besugárzás a második emulzifikáció során, 5. 120 mp-es besugárzás 15 perccel a második emulzifikáció befejezése után.



8. ábra: Látenszifikáció befolyása fotoemulziók érzékenységére. Jelölés ua., mint a 7. ábrán.

első érlelés későbbi stádiumában hajtjuk végre a megvilágítást, akkor a fátyol denzitásának megnövekedése egyre kisebb megvilágításoktól kezdődik meg.

Jellemző, hogy majdnem minden megfigyelt esetben a fényérzékenység minimumon megy át a megvilágítás növelésével (8. ábra). A kapott adatok hangsúlyozzák a belső centrumok és a felületi centrumok szerepében fennálló elvi különbségeket. Minél nagyobb ugyanis a felületi centrumok képződésének valószínűsége, azaz mi-



nél erősebb megvilágítással történik és minél hosszabb ideig tart a besugárzás s az érlelés minél későbbi stádiumában képződnek a centrumok, annál nagyobb a fátýol denzitása. A belső centrumok viszont, melyek nem tudnak érintkezésbe lépni az előhívóval, csupán az emulziós mikrokristályok fényérzékenységeire gyakorolnak befolyást. Emellett hatásuk aktivitása csökken a kristályban való lerakódásuk mélységével. Így pl. a kísérleti eredményekből kitűnik, hogy az emulzió 5 másodperces besugárzása az emulzifikálás legelején még 1 000 000 luxot meghaladó megvilágítási erősség esetén sem idéz elő észrevehető változást a fényérzékenységben vagy a fátýol denzitásában.

A belső centrumoknak ez a viselkedése hasonlóan magyarázható, mint azt *Csibiszov* és munkatársainak vizsgálatainál [25, 26, 29] láttuk a fényérzékenység növekedése azonban a minimum elérése után első pillanatban váratlanul látszik. A szerzők ezért feltételezik, hogy a centrumok elektron akceptáló aktivitása egy kritikus (optimális) méret elérése után csökken. A megvilágítás erősségének növelésével megnő a kritikus méretet meghaladó kis aktivitású centrumok száma s ennek következtében gyöngül a fotoelektronok birtokáért folytatott versenyük a külső centrumokkal. Ily módon a fényérzékenység ismét nőni kezd.

Fotográfiai emulziók fényérzékenységével függ össze az érzékenységet csökkentő vegyületek (deszenzibilizátorok, inhibitorok) vizsgálata. *Csibiszov*, *Mihajlova* és *Varsaver* [30] néhány jellegzetes deszenzibilizátor, mint pinakriptolizöld és fehér, valamint fenoszafranin, továbbá néhány fátýolellenes szer (merkaptobenzimidazol, benzotriazol, adenin, cisztin, cisztein, 1,2-natftotriazol) hatását vizsgálták. Ezeket a vegyületeket részint egy ammóniás emulzióba adagolták a második érlelés alatt, részint pedig az előhívóba tették. Emulzióhoz adagolva mindkét anyag típus rohamos érzékenység csökkenést idézett elő. A fátýol és ezüst centrum képződésnél különbségek mutatkoztak. A pinakriptol származékok ezekre a folyamatokra nem gyakoroltak hatást. Hívóban a pinakriptolfehérnek nincs hatása, míg a benzotriazol késlelteti a hívást anélkül azonban, hogy az érzékenységet lerontaná. Emulzióban viszont az utóbbi vegyület mind a fátýol, mind az ezüst centrumok képződését akadályozza. A cisztin hasonlóan hat, a cisztein azonban csak a fátýolt csökkenti. A deszenzibilizátorok az ezüstháloid kristályok felületére adszorbeálódnak s befoglalják a fotoelektronok egy részét. A fátýolgátló anyagok az elektron befogás mellett még az ezüst centrumokat is »leblokkolják«.

*Truszov* és *Saldadze* [31] a zselatinban levő természetes deszenzibilizátorok hatását polarográfiai úton vizsgálták. Ezüst elektrolitikus leválását vizsgálták különböző zselatinok vizes oldatában. A deszenzibilizátorokban gazdag (kis aktivitású) zselatinok akadályozzák legjobban az ezüst leválását. Nevezett szerzők a zselatinokat

kationcserélő gyantákkal is kezelték és utána vizsgálták polarografikusan. Az eredmények azt mutatták, hogy a kationcserélő gyantákkal a deszenzibilizátorok tekintélyes részét eliminálni lehetett, amiből az következik, hogy azok főleg pozitív töltésű vegyületek. A szerzők feltételezik, hogy a deszenzibilizátorok hasonlóképpen adszorbeálódnak az emulziós mikrokristályok fém-ezüst centrumaira, mint az ezüst elektród felületére s ezekből több kevesebbet fagyaszttanak be aszerint, hogy milyen mennyiségben fordulnak elő az alkalmazott zselatinban.

Látenzifikációs vizsgálatok:

A fényérzékenységi centrumok szerepével függ össze a látenzifikáció eljárása. Ez abból áll, hogy az emulziós réteg igen gyenge megvilágításával növelik az érzékenységi centrumokat és ezzel a fényérzékenységet.

*Broun* és *Borin* [32] a látens kép erősödését szenzibilizálatlan és arannyal szenzibilizált emulzióknál vizsgálták meg. Két egymásutáni megvilágítást alkalmaztak. Az első megvilágítás 1-től 32 másodpercig tartott fehér fénnel. Ekkor egy látens és egy szublátens kép keletkezett. A második megvilágítás igen gyenge monochromatikus fénnel történt egy óra hosszáig. A hullámhossz változtatásával a látenzifikáció hatását vizsgálták a hullámhossz függvényében. Azt tapasztalták, hogy nem szenzibilizált emulzióknál a maximális hatás összeesik a hullámhossz érzékenységi maximummal, míg az arannyal szenzibilizált emulzióknál előtte fekszik a hullámhossz érzékenységi maximumnak.

Egy ilyen rövid referátumban lehetetlen a szovjet fotográfia összes kutatási területeiről beszámolni. Itt főleg a fizikai témakörrel és a szilárd testek elméletével kapcsolatos kutatásokat, valamint a *Csibiszov* iskola munkásságát domborítottuk ki. Számos dolgozat jelent meg ezen kívül a színérzékenyítéssel, előhívás elmélettel, színes filmmel és egyéb területekkel kapcsolatosan. Utalunk itt *H. Arens* összefoglalójára [19].

Szimán Oszkár

Erva Ferenc

Fotokémiai Kutató, Vác

## IRODALOM

1. Eder J. M., Geschichte der Photographie, 1932, 79.
2. Brit. J. Phot. 1930. 683.
3. Phot. News 1875. nr. 876, 877.
4. Kosztinszki S. Publ. d'Obs. Pulkovo I. 11, 2. 14 (1906).
5. Burmisztrov F. L. Szovjet szabad. 39.568 (1934).
6. Burmisztrov F. L., Phot. J. 76 (1936) 452, Sci. Ind. Phot. 10 (1939) 178.
7. Gundlach K., J. Rzymkowski, Z. wiss. Phot. 45 (1950) 8.
8. Frenkel J., Z. Physik 35 (1926) 652.
9. Volkenstein N., IZAN 14 (1950) 526.
10. Kartuszanszkij A. L., P. W. Mejljar, Zsurn. exp. teor. fiz. 21 (1951) 598



11. Grenyisin S. G., Zsurn. techn. Fiz. 22 (1952) 33, Kartuszanszkij A. L., Zsurn. exp. teor. Fiz. 22 (1952) 768, Meikljár P. W., DAN 85 (1952) 1255.
12. Kürillov J. A., J. A. Nyeszterovszkaja, DAN 88 (1953) 495.
13. Kürillov J. A., IZAN 14 (1950) 525.
14. Bogomolov K. Sz. Ju. S. Mosovszkij, Zsurn. Prikl. Chim. 22 (1949) 831.
15. Meikljár P. V. DAN 69 (1949) 21.
16. Sebersztov V. J., DAN 73 (1950) 1231.
17. Brejdo I. I., Zsurn. techn. Fiz. 22 (1952) 508.
18. Brejdo I. I., P. Ch. Prussz. DAN 82 (1952) 893, Ratner I. M., DAN 84 (1952) 753.
19. Arens H., Z. wiss. Phot. 48 (1953) 140.
20. Sheppard S. E., Phot. J. 65 (1925) 380.
21. Evva F., Magyar Kémikusok Lapja 6 (1951) 144.

22. Csibiszov K. V., A. A. Titov, A. A. Mihajlova, DAN 54 (1946) 710.
23. Ue. szerzők, DAN 70 (1950) 453.
24. Ue. szerzők, DAN 70 (1950) 659.
25. Ratner I. M., A. A. Titov, DAN 80 (1951) 217.
26. Csibiszov K. V., I. M. Ratner, 90 (1953) 71.
27. Csibiszov K. V., A. A. Titov, A. A. Mihajlova, DAN 78 (1951) 319.
28. Csibiszov K. V., Uszpechi Chimii 22 (1953) 1226.
29. Csibiszov K. V., I. M. Ratner, DAN 89 (1953) 329.
30. Csibiszov K. V., A. A. Mihajlova, B. G. Var-saver, DAN 88 (1953) 519.
31. Truszov V. V., K. M. Saldadze, DAN 81 (1951) 867.
32. Broun Zs. L., A. V. Borin, DAN 93 (1953) 1053.

## A FIZIKA TANÍTÁSA

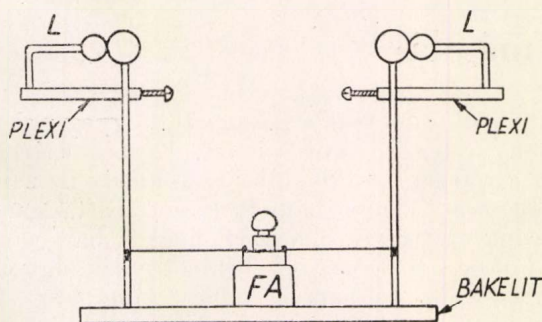
### Influenciagép keltette áram hőhatásának bemutatása

Didaktikai szempontból kívánatos az áram jellegzetes hatásait az influenciagéppel létesített árammal is bemutatni, és ezáltal igazolni az ún. »statikai« és »galván« elektromosság azonos voltát.

A hőhatás bemutatására igen meggyőző egy Nagy József által ajánlott kísérlet.\* Ezt kívánom a bemutatás sikerét szolgáló részletesebb kidolgozásban ismertetni.

A kísérlet lényegileg abból áll, hogy influencia-géppel feltöltött Leydeni palackot zsebizzón keresztül sütünk ki. A kisülés pillanatában az izzó felvillan.

Szükséges hozzá egy Leydeni palackokkal ellátott influenciagép — esetleg még egy további Leydeni palack is — egy zsebizzó (1,8 W-ig), valamint a következő egyszerű berendezés.



Kb. 20×7 cm-es, 6 mm vastag bakelit vagy más szigetelő lemezbe — rá merőlegesen — két 18–20 cm hosszú fémrudat ütünk egymástól 16 cm-re. Ügyelni kell, hogy a fémrudak ne menjenek teljesen keresztül a szigetelő lemezen.

\* Nagy L. József : Bevezetés a demonstrációs fizika-tanításba (1930) 196. l.

Ezután mindkét rúdra 6×2×0,5 cm-es szigetelő lemezt (pl. plexi) húzunk az ábrán látható módon és ezeket szorító csavarral rögzítjük. A plexi-lemezek másik végébe egy-egy L alakú görbített 2–3 mm vastag rézdrótot szorítunk. Most minden szabadon maradt rúd ill. drót végre kb. 1 cm átmérőjű fém vagy fémmel (pl. sztaniollal) bevont gömböt szerelünk, úgy hogy az L alakú drótokra szerelt gömbök — a drótok befordításakor — éppen érintsék a megfelelő rudakra szorított gömböket. Így mindkét oldalon van egy szikraközünk, mely az »L«-ek elfordításával szabályozható. A bakelit lemez közepére kis fatuskóra zsebizzófoglalatot erősítünk és ennek kivezetéseit vékony dróttal a rudakhoz kötjük.

A foglalatba 2,5 V, 0,2 A-es zsebizzót csavarunk, az influenciagép szétnyitott kisütőit krokodilos drótokkal az »L«-ekhez kötjük. A szikraközöket mindkét oldalon egyformán 5–6 mm-re nyitjuk. A gépet működésbe hozva azt tapasztaljuk, hogy valahányszor szikra üt át a szikraközökön, az égő szála felizzik. A szikraközöket kellenél jobban szétnyitva, a zsebizzó kiég.

A rendelkezésemre álló megosztási géppel (két 30 cm átmérőjű koronggal rendelkezik, Leydeni palackjainak összkapacitása 520 cm) 3,5 V, 0,2 A-es zsebizzó esetében is szépen ment a kísérlet, sőt 6,3 V, 0,3 A-es izzóval is sikerült.

A tapasztalat azt mutatja, hogy a kísérlet akkor megy legjobban, ha mindkét oldalon egyenlő méretű szikraközt alkalmazunk. A 2,5 V, 0,2 A-es és 6,3 V, 0,3 A-es izzók esetére részletesebb tájékoztatást adnak a közölt táblázatok. A 3,5 V, 0,2 A-es 2,5 V, 0,2 A-es zsebizzók viselkedése között lényeges különbség nincs.

Előfordulhat az az eset is — ami a tanszer-gyár által jelenleg forgalomba hozott influencia-gépeknél fennáll —, hogy mindkét oldalon 7–9 mm-es szikraközt véve sem villan fel a lámpa.



2,5 V, 0,2 A-es zsebizzó	
Egy szikraköz hossza mm	Észlelés
3	nincs felvillanás
4	néha gyengén megy
5	közepesen megy
6	jól megy
7	túlerős (kiéghet.)
7,5	második kisülésre kiégett.

6,3 V, 0,3 A-es zsebizzó	
Egy szikraköz hossza mm	Észlelés
7,5	nincs felvillanás
9	5, 6 kisülés után gyengén megy
11	gyengén megy
16	nincs felvillanás (kisülések ritkák)

Ennek az az oka, hogy a gép Leydeni palackjainak kapacitása — becslésem szerint — nem több 200—230 cm-nél. Márpedig a kísérlet sikerének elvi feltétele az, hogy a kisülés kb. sec/100 nagyságrendbe eső ideje alatt több töltést vigyünk át készülékünkön, mint amennyi 0,2, ill. 0,3 A-es áramnak megfelelne. A gép kb. 20 mm-es szikraközt képes átűtni. Ennek beállításával — változatlan körülmények közt — a feszültséget adottnak vehetjük, s így  $e = CV$  alapján természetes, hogy a kapacitást kell növelnünk.

A magam részéről egy ún. szétszedhető Leydeni-palackot — melynek kapacitása 1700 cm körül van — bakelitlapra állítottam és fegyverzeteihez kapcsoltam az influenciagép kisütőit

(a gép palackjai is be voltak kapcsolva). A szikraközös készüléket e palackkal párhuzamosan kötöttem. A szikrák persze ritkábbak, de a kísérlet jól megy. Az alábbi táblázatok erről adnak felvilágosítást.

2,5 V, 0,2 A-es zsebizzó	
Egy szikraköz hossza mm	Észlelés
3	nincs felvillanás
4	jól megy
5	6. kisülésre kiégett

6,3 V, 0,3 A-es zsebizzó	
Egy szikraköz hossza mm	Észlelés
6	nincs felvillanás
7	4, 5 kisülés után tűrhetően megy
8	jól megy

Gyakorlati tanácsként jegyzem meg, hogy tapasztalatom szerint ajánlatos a kísérlet folyamán a két szikraközt szimmetrikusan, alulról (2, 3 mm-ről) felfelé változtatni, s mikor a jelenség már jól látszik, tovább nem növelni, mert az az izzó halálát eredményezi. Néha előfordul, hogy kékes felvillanást kapunk, ez az esetek 80%-ában a lámpa kiégését jelenti, de lehet egyéb oka is.

Egyébként a kísérlet meglepően üzembiztos.

Sas Elemér

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Fizikai Intézet

## Optikai rácsok másolása

Optikai rácsok másolása az úgynevezett replika-eljárással könnyen és eredményesen elvégezhető. Az így elkészített rács nemcsak bemutatásra, hanem komoly mérésekre is alkalmas. A másolt rács reflexiós rácsként is használható. Azoknak a kartársaknak, akik eredeti, üvegre vagy fémre karcolt rácshoz, esetleg kölcsönképp hozzájuthatnak, igen ajánlatos, ha iskolájuk számára néhány rácsmásolatot készítenek a következő eljárás szerint.

Készítsünk celluloidból vagy kollódiumból 4—5%-os oldatot. Az oldószer ecetéter (etil-acetát). Az oldat teljesen szennyezésmentes legyen, ezért meg kell szűrünk. (Igen jó minőségű hártárhoz való oldat készíthető Wallace eljárása szerint, Angerer: Technische Kunstgriffe bei physikalischen Untersuchungen.)

Az oldatot öntsük a rácsra úgy, hogy egyenletes, vékony rétegben lepje el azt. Ezután szárítsuk meg a réteget egy kis dobozban, amely ne zárjon tökéletesen. A dobozban elhelyezett vattacsomóra öntsünk egy kevés oldószert, hogy a hártaréteg száradása az oldószer gőzében történjék. Így elérjük azt, hogy a hártya felülete sima lesz, nem ráncosodik. A száradás ideje körülbelül 3 óra. Ezután szárítsuk a hártát egy óráig szabadon. A hártánál valamivel kisebb üveglemezt szorítsunk jól rá a rácson levő hártára, majd az üveglemez peremét vonjuk be az oldattal úgy, hogy száradás után a hártával egyet alkosson. 10—15 perces száradás után vonjuk be a védő-üveget az oldattal egész felületén. Ismét szárítsuk az új bevonatot 10—15 percig szabadon. Ez az oldat sűrűbb legyen az eredeti hártyaoldatnál.



Ha száradás után a hártya nem válik el az alaprácsból, akkor helyezzük a rácsot desztillált vízbe. Ha a vizes hártya megszáradt, nyomjunk rá a hártyára egy második üveglemezt, melynek széléit ragasztóval vontuk be. A széleken vágjuk le a felesleges hártyát és a két üveg közé fogott rácsot keretezzük be. Ennél az eljárásnál nincs hártyagyűrődés és vonaldeformáció, a hártya síkban fekszik. Az üveglemezek igen jó sík felületek legyenek.

Készíthetünk szabad hártyát is. A megfelelő keretet vonjuk be sűrű oldattal és így nyomjuk rá a rácson levő hártyára. Ezután úgy járunk el, mint előbb. A vízbemerítés csak annyira történjék, hogy ne juthasson víz a keret nyílásába.

Az alaprácsot minden alkalommal gondosan tisztítsuk meg, ha hártyadarabka maradt rajta. A rács felületét ne dörzsöljük. Wallace szerint a legmegfelelőbb eljárás a rács tisztítására, ha egy újabb hártyát húzunk le a rácsról. Ez a hártya 15–20 percig szárítandó szabadon.

A hártyarács alkalmas reflexiós rács készítésére is. Fontos, hogy az üveglemez, melyre a hártyát kifeszítjük, teljesen sík legyen. Bevonhatjuk az első üveglemezt vékonyan zselatinnal, hogy a hártya tökéletesen simuljon hozzá. A hártyát az alaprácsról lefejtve, annak rácsfelőli oldalára alumíniumot viszünk katódporlasztással vagy gőzölögtetéssel. A reflexiós rács készítésének gondolata Scari Ottó (Akadémiai Spektroszkópiai Intézet) és Komjáthy Kázmér (Iskolai Szemléltető Eszközök Intézete) kartársakkal való megbeszélés alapján alakult ki.

Készíthetünk rácsmásolatot plexiüvegből is. A karcolt rácsfelület minden oldalán 1,5–2 cm-rel túlnyúló plexiüveg darabot (4 mm vastag) egyik oldalával mártsunk kloroformba. Ekkor a plexiüveg egyik oldala duzzad, lágy lesz. Légbuborék ne tapadjon a duzzasztott felülethez. A duzzasztás 20–30 másodpercig tartson. A plexiüveg lapot duzzasztott oldalával helyezzük az alaprácsra és kb. 100–200 gramm súly/cm<sup>2</sup> nyomással 24 óráig szorítsuk rá. Ezután a plexiüveg könnyen elválik az alaprácsról, közben a felületén már kialakult a rács. A rácsfelületre alumíniumot porlasztva vagy gőzölögtetve reflexiós rács készíthető. Középszkolai használatra is célszerű reflexiós rácsot készíteni. A hártyarács is használható reflexiós rácsként, de gyenge a fényerő. Jó reflexiós rácsot készíthetünk úgy is, hogy plexiüvegre másolt rácsot beüzüstözzünk. Célszerű az ezüstréteget védőréteggel bevonni. Az ezüstözés leírása sok helyen megtalálható. (Kulin György: A távcső világa I. kötet, Issekutz–Kovács: Kísérleti orvostudomány vizsgálati módszerei II. kötet, Vermes: Vegytani kísérletek 34. oldal stb.)

Cikkem a Fizikai Szemle 1954. évi 4. számában közölt cikkhez kapcsolódik. (Diffrakciós színek előállítás, Bikszon, Jermoljenko és Filamov.) A diffrakciós színek előállításához szükséges rács nem mindenütt áll rendelkezésre, ezért ajánlom az általam kidolgozott másolási módszereket.

Hidasi Lajos

Békéscsaba fiúgimnázium

## HÍREK—EGYESÜLETI ÉLET

### MAGFIZIKAI KOLLOKVIUM

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1955. november 1–3. között rendezte meg második kollokviumát, melynek tárgykörét az utóbbi időben hazánkban végzett atommagfizikai kutatásokról szóló beszámolók képezték. A kollokvium helye a Tudományos Akadémia mátraházai üdülője volt. A megbeszéléseken a Társulat 36 meghívott tagja vett részt. Az utazás, az elhelyezés, a szervezés és ellátás megoldása a legmagasabb követelményeknek is eleget tett. Az értekezlet első napján a kollokvium résztvevőin kívül megjelent még Szigeti György, a Társulat főtítkára, Kovács István, a KFKI igazgatója és többen mások.

Szigeti György főtítkár néhány megnyitó szava után Szalay Sándor »Magyarország reményei és problémái az atomenergia hasznosítása terén« címmel tartott előadást. Beszámolt a hazai szén-urántartalmainak megállapítására irányuló többéves munkájáról. Megállapította, hogy egyes szénfajták tonnánként 60–100 g U-t tartalmaznak. Ez a humuszsavakhoz kötődik. Elégítés után feldúsul, a hamuban már 500 g/to a koncentráció. Ebből a szerző által kidolgozott egyszerű koncentráló eljárással olyan nyersanyag nyerhető, mely már eléri a technológiai feldolgozhatósághoz szükséges minimális U-tartalmat. Hazai salakhányóinkban évente felhalmozódó urán mennyisége 2–300 to, ami kellő módon kitermelve és megfelelő reaktorokban felhasználva kb. 2·10<sup>9</sup> to hazai szén elégetésével nyerhető energiát szolgáltatna. Ez bőven fedezhetné jelenlegi energia-szükségletünket.

A következő előadásban Simonyi Károly ismertette a különféle lehetséges energiatermelő reaktorok típusait, azok előnyeit és hátrányait. Részletesen tárgyalta a tenyésztőreaktorok problematikáját, a hőkivétel kérdéseit és különféle gazdaságossági szempontokat. Az érdekes ismertetéshez Nagy Elemér, Haimann Ottó, Pál Lénárd, Szigeti György, Szalay Sándor és Smogyi Antal kartársak szoltak hozzá és a vitában további értékes adatok kerültek ismertetésre.

A délutáni ülészakon Pál Lénárd a neutronok lelassításának elméleti kérdéseiről számolt be, ami a reaktorok működésénél egészen alapvető jelentőségű kérdés. Meghatározta annak valószínűségét, hogy egy ütközés után a neutron energiája egy meghatározott intervallumba essék. Ebből kiszámította a lelassulás időbeli lefolyását, végül egy homogén neutronfluxust feltételezve, meghatározta, hogy egyensúlyi állapotban hány neutron lesz egy adott energia-intervallumban.

Ezután Neszmélyi András ismertette a rendelkezésre álló nemzetközi irodalmi adatok alapján a hasadási fizika terén az utóbbi években végzett kísérleti vizsgálatokat, többek között a megfelelő hasadási keresztmetszeteknek 0,001–10<sup>7</sup> eV tartományban történt méréseit. A hozzászólók több kiegészítő kérdést tettek fel.

Igen nagy érdeklődést váltott ki Simonyi Károly előadása a hélium-felépítési reakció békés felhasználásának lehetőségéről. Ez a kérdés egyre inkább a nemzetközi érdeklődés középpontjába kerül. Megvizsgálta, vajon nagy áramerősséget adó (100 mA) gyorsítóberendezések alkalmazásával lehetséges-e pl. a H<sup>3</sup> (d, n) He<sup>4</sup> reakció alapján a befektetettől több energiát termelni.



Az optimális adatokkal végzett számítás szerint is azonban ez lehetetlennek látszik, másrészt azonban a targetben a reakció miatt kb. 1%-os hőtöbblet igenis elérhető. Ez mérnőkilég már kimutatható lenne, szemben az eddigi véleményekkel. Az előadás második részében a fenti energiatermelő reakció újszerű megvalósításának lehetőségéről számolt be. Egy néhány kWsec-os energiáját kondenzátornak egy kis térrészben felhalmozott deutérium-trícium-keveréken keresztül történő gyors kisütésekor bizonyos plauzibilis, tájékozódó számítások szerint előfordulhat, hogy a jelenlevő részecskéknél kb. 1 ezreléke kellő energiára tesz szert ahhoz, hogy a héliumfelépítési reakció létrejöheszen. Ily módon a befektetettől kb. ötöszöre több energia felszabadulása várható. Az ismertetett igen eredeti elképzelésekhez élénk diszkusszió kapcsolódott, melyben Haimann Ottó, Kovács István, Marx György, Nagy Elemér, Pál Lénárd, Pócs Lajos, Schmidt György, Szalay Sándor, Szamosi Géza és Szigeti György kollégák vettek részt.

\* \* \*

A második nap bevezető előadását *Györgyi Géza* tartotta. Ismertette az atommagok héjszerkezetére utaló régebbi kísérleti anyagot, valamint a héjmodell korszerű formáját. Ezen kvantumelméleti modellben a spin-pálya kölcsönhatásnak egészen alapvető szerepe van. Éppen ezért érthető, hogy a statisztikus magmodellnek nem vezettek héjszerkezetre. A nehézség áthidalására Szamosi Géza meghatározta egy konstans sűrűségűnek feltételezett magban az átlagos mezonopotenciált. Ebből már igenis származik spin-pálya-kölcsönhatás és a számított energianívók általában jól kiadják a héjszerkezetet. A modellt később Rozsnyai és Ziegler finomították. Az előadás hátralevő részében Györgyi Géza ismertette azokat a további tapasztalatokat, melyek spin-pálya kölcsönhatásra utalnak és más, kapcsolódó kérdéseket.

*Keszthelyi Lajos* összefoglaló előadásban ismertette a gammasugarak által atommagokon kiváltott ún. magfotoeffektus-jelenségeket. Nehezebb magok fotoeffektusát 1937 óta tudják vizsgálni. Nagyon fellendültek a kutatások a nagyenergiájú betatronok kidolgozása óta. Igen sok vizsgálat foglalkozott az ilyen reakciók tipikus adatainak, hatáskeresztmetszet-görbéjének kimérésével. A Bohr-féle közbülső-mag elmélete általában kvalitatíve helyesen írja le a jelenséget, de a kvantitatív egyezés nem volt jó. A szerző megfelelő tényezők figyelembevételével átértékelt a kísérleti anyagot és jobb egyezést kapott. Egyes szerzők véleménye szerint könnyű magoknál a  $(\gamma, p)$  reakcióknál a közbülső-mag elmélet nem áll fenn, hanem *direkt* magfotoeffektus lép fel. Ennek további vizsgálatához az előadó a szilíciummal kapcsolatban új kísérletek elvégzését vette tervbe. Az előadáshoz Berényi Dénes, Marx György, Medveczky László és Szalay Sándor szoltak hozzá.

A következő előadásban *Marx György* ismertette gerjesztett atommagok felületi energiájának meghatározására *Szamosi Gézával* együtt végzett számításait. A felületi feszültség hőmérsékletfüggésének (az Eötvös-törvény analónjának) kiszámítása a statisztikus mechanika módszereivel történt. A felületi feszültség gerjesztés-kor részben a fellépő felületi hullámok, részben a térfogati dilatáció miatt csökken. Az első effektus egzaktnak, a második csak közelítőleg vehető tekintetbe, de független a speciális magmodelltől. Az eredmények azt mutatják, hogy míg kicsiny gerjesztésnél (néhány MeV) a felületi feszültség csökkenése elhanyagolható, addig pl. 50 MeV-nál már 20%-os változás áll be. Ezt eddig nem vették figyelembe, bár biztos, hogy mondjuk kozmikus részecskék által kiváltott magreakcióknál lényeges szerepük van. Az érdekes előadáshoz Berényi Dénes, Haimann Ottó, Horváth János, Keszthelyi Lajos és Szalay Sándor kartársak tettek fel kérdéseket.

A délutáni ülészakot a debreceni Magfizikai Intézet munkatársainak előadásai nyitották meg. *Csikai Gyula* nívós összefoglaló referátumban ismertette a béta-bomlás elméletét és azokat a kísérleteket, melyek az

elmélet különféle variánsai közötti döntésre és a neutrínók létének kísérleti kimutatására irányulnak. Ilyenek pl. a neutrínók által kiváltott inverz béta-bomlás, visszalökődési kísérletek és szögkorrelációs vizsgálatok. Ismertette Szalay Sándor kísérleti tervét, mely a He<sup>6</sup> béta-bomlásának Wilson-kamrában történő gondos megvizsgálását tűzte ki céljául.

*Berényi Dénes* ehhez kapcsolódva a béta-spektroszkópia kérdéseiről és eredményeiről tartott referátumot. Elmondotta, hogy a megfelelően kiértékelt  $\beta$ -spektrumok általában teljes mértékben megegyeznek a Fermi-elmélet számításaival, de a tiltott átmenetek spektrumainál egyes esetekben bonyolult egyéni analízisre van szükség, aminek eredményei többször ellentmondóak. Ezután ismertette a Debrecenben épülő különleges  $\beta$ -spektrométert, mellyel nagy pontosságú vizsgálatokat fognak végezni. A két előadást követő vitában Horváth János, Keszthelyi Lajos, Marx György, Román Pál, Simonyi Károly, Szalay Sándor és Szamosi Géza vett részt.

Ezután *Fényes Tibor* az alfa-bomlás Gamow-elméletének kísérleti igazolásával foglalkozott, különös tekintettel a debreceni intézet lehetőségeire. Sokan megvizsgálták a bomlás utáni mag első gerjesztett nívójának energiáját, spinjét, paritását. Az eredeti Gamow-féle és a javított Preston-féle modell eredményei között különbség van, de egyik sem egyezik a tapasztalati eredményekkel. A pontosabb energiamérések elvégzéséhez Debrecenben egy speciális  $\alpha$ -spektrométer épült, melyet az előadó részletesen ismertetett. Hozzászoltak: Bozóky László, Erő János, Haimann Ottó, Kiss Dezső, Neszmélyi András.

Szünet után *Szamosi Géza* összefoglaló előadást tartott a magreakciók elméletének fejlődéséről. A Bohr-féle közbülső-mag elmélete kvalitatíve és kvantitatíve általában teljesen egyezik a tapasztalattal és ezért 1950-ig egyeduralkodó volt. Az utóbbi évek eredményei alapján azonban erősen valószínű, hogy a magok héjszerkezetének tényét magasabb energiáknál is figyelembe kell venni. Míg a hatáskeresztmetszeteknek a tömegszám-tól való függése a Bohr-elmélettel jól visszaadható, addig egy adott magnál a hatáskeresztmetszet energiafüggése már kvalitatíve sem egyezik a tapasztalattal. Ez a jelenség arra utal, hogy a bombázó részecske nem teljesen olvad össze a maggal, hanem bizonyos valószínűséggel megtartja individualitását, és így a bejövő és tovahaladó részecskehullámok között interferencia léphet fel. A maganyag tehát nemcsak abszorbeálja, hanem részben megtöri a beeső részecske hullámát. A jelenséget fémoptikai analógia alapján (komplex törésmutató helyett komplex potenciál) 1953–54-ben Weisskopf és munkatársai számolták végig. Kiderült, hogy a tapasztalattal pompás egyezés érhető el, ha az abszorpciós együttható kb.  $0,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-1}$  értékkel bír. Az érdekes előadáshoz Berényi Dénes, Györgyi Géza, Horváth János, Keszthelyi Lajos, Marx György, Román Pál és Somogyi Antal kartársak szoltak hozzá.

A következő előadást *Mráz József* tartotta. Gamma-aktív anyagok sugárzásának szögkorrelációjáról számolt be. Ismertette a szögkorreláció elemi elméletét. Rámutatott arra, hogy a szögkorrelációból oly fontos adatok, mint a mag spinje, paritása, a multipolaritás, az átmenetek keveréke határozható meg. Ismertette a KFKI-ban szögkorreláció-meghatározás céljaira épített berendezést és annak Co 60-al történt hitelesítését. A következőkben protonokkal és neutronokkal erősen gerjesztett magok sugárzásának korrelációvizsgálata szerepel a tervekben. Az előadáshoz Román Pál és Szalay Sándor kartársak tettek fel kérdéseket.

A nap befejező előadásában *Gécs Mária* ismertette *Faragó Péter* és saját vizsgálatait, melyek során atommagok mágneses momentumát igen nagy pontossággal sikerült meghatározniok. Legcélsebb módszer erre a rádiófrekvenciás rezonancia-abszorpció, mert ez, ellentétben a hiperfinomstruktúra-mérésekkel és a Stern–Gerlach-típusú kísérletekkel, közvetlenül magát az effektust méri. Ismertette az összehasonlításon alapuló mérések elvét, majd az általuk épített berendezés jellegzetességeit.



A homogén mágneses tér erőssége 2000 Gauss volt, gondos kimérés és korrigálás után az inhomogenitás kisebb volt  $\pm 0,05$  Gaussnál. A rádiófrekvenciát normál hitelesített kristállyal ellenőrizték. Indikációhoz kétsugaras katódsugár-oscilloszkópot használtak. F, Na és P magok momentumát mérték. További terveikben a mérés még jobb finomítása, valamint két neutronban különböző izotópok nyomatékának meghatározása szerepel. Hozzászóltak: Kisdi Dávid, Szalay Sándor és Szamosi Géza kollégák.

A harmadik nap bevezető előadását Marx György tartotta „ $\pi$ -mezonok és nukleonok» címen. Először ismertette Yukawa immár 20 éves magerő-elméletének változatos történetét. 1950 óta a kutatások súlypontja a nukleon-nukleon kölcsönhatásról a nukleon- $\pi$ -mezon kölcsönhatás tanulmányozására tolódott át. Ismertette a  $\pi$ -mezonok legfontosabb adatait, tömegét, spinjét, töltését, izotóp spinjét, paritását. Ezután a mezonok és nukleonok lehetséges kölcsönhatás-típusait analizálta, rámutatván, hogy mind tapasztalati, mind elméleti okoknál fogva csak az ún. pszeudoskalár-csatolás jöhet szóba. A következőkben a kölcsönhatási (csatolási) állandó számértékének meghatározásáról beszélt. Pozitív  $\pi$ -mezonoknak protonokon való rezonanciaszórásából és  $N(\gamma, \pi)$  reakciók tanulmányozásából egyaránt  $g \approx 50e$  adódott. Ennek a ténynek a magerők kiszámítására igen súlyos következményei vannak. A jelenlegi perturbációs számítási módszerek ugyanis ilyen nagy kifejtési paraméternél értelmüket veszítik. Mégis, viszonylag nagy távolságban levő nukleonok kölcsönhatási potenciálja ennek ellenére meghatározható. A Lévy által elvégzett számítások szerint ez egy nem centrális, dipólus-erőből és egy kisebb hatótávolságú centrális erőből tevődik össze. A számítás a dolog természeténél fogva alkalmazható a deuteron kötési energiájának és kvadrupolmomentumának meghatározására, valamint kis energiájú nukleon-nukleon szórások analizálására. Ezekben az esetekben a tapasztalattal való egyezés kitűnő. Egész kis távolságban relativisztikus eredetű taszítóerők várhatók. Azonban az erős kölcsönhatás miatt egészen újszerű számítási módszerek kidolgozására van szükség.

Az igen érdekes összefoglaláshoz Györgyi Géza, Horváth János, Kisdi Dávid, Román Pál, Rozsnyai Balázs és Szalay Sándor kartársak szóltak hozzá.

Ezután Kisdi Dávid adott elő a maghasadás statisztikus elméletéről. Magoknak spontán hasadással szemben mutatott stabilitási feltételét először Bohr és Wheeler határozta meg a cseppmodell alapján. A szerző a statisztikus magmodell alapján végezte el az analóg számítást. Itt a felületi energiának bizonyos értelemben a kinetikus energia Weizsäcker-féle korrekciója felel meg. Gauss-féle sűrűségeloszlást feltételezve a stabilitási határra a  $Z \leq 107$  rendszám adódott szemben a Bohr-féle 120-al. Az előadáshoz Berényi Dénes, Horváth János, Marx György, Neszmélyi András, Román Pál, Schmidt György, Simonyi Károly, Szalay Sándor, Szamosi Géza szóltak hozzá, illetve tettek fel kérdéseket.

Az előadáshoz Findler Miklós tartott korreferátumot. Beszámolt kutatási tervzetéről, melynek keretében a Gombás-féle statisztikus magmodellt az abban kizárólagosan használt Majorana erők mellett Wigner, Bartlett, Heisenberg erőkkel kívánja teljesen általánossá tenni. Hozzászóltak: Györgyi Géza, Horváth János, Szamosi Géza.

Szamosi Géza és Ziegler Mária dolgozatát az alfa-rész relativisztikus elméletéről a második társszerző ismertette. Marx és Szamosi utóbbi időben végzett vizsgálatait alapján relativisztikus effektusoknak a magerők elméletében nagy szerepük lehet. A tiszta vonzó potenciál két taszító taggal bővül, egy kéttest és egy háromtest-erővel. Ezen erők szerepe a deutériumnál elenyésző (ill. hiányzik), ezért  $\alpha$ -részeknél érdemes ellenőrizni számítását végezni. Zárt héjról lévén szó, kicserélődési erők nincsenek. A számításokhoz Hartree-közelítést használtak, a szabad részecskék radiális hullámfüggvényét oszcillátorszerűnek véve. Az energia kifejezést Ritz-módszerrel minimalizálták, variációs paraméternek

a  $g$  csatolási állandót vették. Nem relativisztikus esetre (nincs taszítás)  $g = 7,06e$ , relativisztikus esetre  $g = 7,36$ , ill.  $g = 31,4e$  adódott (ami 7,9, ill. 95%-os taszítóerő aránynak felel meg). Az előadást követő diszkusszióban Horváth János, Marx György, Rozsnyai Balázs, Szamosi Géza vettek részt.

Ezt követően Györgyi Géza tárgyalta taszítóerőknek az atommagok héjszerkezetére gyakorolt hatását. Mint ismeretes, a páratlan tömegszámú magok alapállapotának spinjére vonatkozó tapasztalati adatokat Goeppert-Mayer héjmodellje néhány kivételtől eltekintve jól tudja megmagyarázni. De gerjesztett magoknál pl. már nem. A nehézségek kiküszöbölése céljából az előadó fenomenológus úton figyelembe vette a relativisztikus effektusokból származó taszítóerőket. Kiderül, hogy ezek valóban lehetővé teszik a magniók kívánt feleszerélődését.

Rozsnyai Balázs korreferátumában a háromtest-erőknek a magok impulzusmomentumára gyakorolt befolyásáról beszélt.

A kollokvium befejező előadását Szamosi Géza tartotta a magerők telítettségének feltételeiről. Mint ismeretes, a magenergia (ill. sűrűség) telítettségének megmagyarázására fel kell tenni, hogy a kicserélődési erők és közönséges erők aránya 4:1. Viszont nagy-energiájú neutron-proton szórások tanúsága szerint az arány kb. 1:1. Az újabban vizsgált (és relativisztikus eredetű) taszítóerők fellépte lényeges változást jelent. A szerző a variációs módszerrel megvizsgálta ezen erők fenomenológikus figyelembevétele mellett a telítettség feltételét. Az eredményből leolvasható, hogy az említett ellentmondás valóban megszűnik.

\* \* \*

A magfizikai kollokviumot Simonyi Károly professzor zárószavai rekesztették be. Kiemelte, hogy az elméleti fizikusok szép új eredményekről számolhattak be. A kísérleti fizikusok ugyan viszonylag kevés új mérési eredményt hoztak nyilvánosságra, azonban kitűnt, hogy sok jó gondolatuk és tervük van. Remélhetőleg a külső körülmények további javulása az ő munkájukat is egyre produktívabbá fogja tenni. A kollokviumon igen jól domborodott ki az elméleti és kísérleti kutatók kölcsönös kapcsolatának szükségessége és ezen kapcsolatok most már valóban reális talajon állanak. Simonyi professzor még kiemelte az elhangzott összefoglaló jellegű ismertetések nagyon is hasznos szerepét, végül köszönetet mondott a Társulat nevében a résztvevőknek és mindazoknak, akik munkája a tudományos ülészek sikeréhez hozzájárult.

Ezzel az első hazai magfizikai kollokvium véget ért.

## VIDÉKI CSOPORTOK

A Társulat veszprémi csoportja a következő előadásokat tartotta 1954–1955-ben

1954.

Március 9-én.

Benkő István: Kriolit és alumíniumfluorit szennyezőseinek spektrográfiai meghatározása.

Az  $AlF_3$  és  $Na_2AlF_6$  szennyezőseinek nedves kémiai, analitikai elemzésénél nehézségek vannak. A kidolgozott spektrográfiai elemzést IszP 22 spektrográfról, egyenáramú ívgerjesztővel, AGFA »Spektrol blau extrahart« lemezre fényképezve végezte az előadó Szádeczky-Kardoss Gézával együttműködésben. Szintetikus standard mintákat használtak. Az előkísérletek során olyan felvételi körülményeket határoztak meg, amelyekkel a megismételhetőség jó, s bármilyen vegyület formájában jelenlevő szennyező elem azonos vonalintenzitást ad, s ame-



lyekkel  $\text{AlF}_3$ -ból és az  $\text{Na}_3\text{AlF}_6$ -ból a meghatározás azonos kiértékelő görbével végezhető el. A kísérletek során változtatták a kísérleti körülményeket, s végeredményben a felvétel szénpor és az  $\text{AlF}_3$  esetében NaF adalékanyaggal, 3 mm furatátmérőjű széneletródba töltött kb. 20 mg keverék 9 A áram-erősségű anódos elgőzölgtetéssel történt.

Március 23.

Szontagh Jenő: A katódsugár-oszcillográf polarográfiai alkalmazása.

Az előadás első részében az előadó röviden ismertette a polarográfia elvét, alkalmazását és módszereit. Rövid történeti összefoglalás után a katódsugár-oszcillográfos polarográfia háromféle módszerét ismertette. Elsőként a feszültség-áramerősség görbék felvételéről beszélt. A módszer lényege az, hogy a feszültséget a horizontális kivezetésekre kapcsolva (a feszültségforrás egyenfeszültség, melyre váltófeszültséget szuperponálunk), elkészítjük a szokásos polarográf kapcsolást és a cella áramkörébe kb. 3000 Ohmos változtatható ellenállást iktatunk be. Ezen ellenálláson eső feszültség arányos lesz az áramerősséggel; az ellenállás két végéről tehát vertikális kivezetésekhez csatlakozva, a katódsugár-cső ernyőjén a beállított feszültségtartományban redukálódó ionok lépcsői láthatóvá válnak. Mivel azonban a szokásos csepegő elektród alkalmazása a kép vibrálása miatt nehézkes, inkább higany-sugár-elektrodot használnak, melynél a higany kb.  $45^\circ$ -os szögben elhelyezett kapillárisból folyamatosan áramlik felfelé. Ezután az áramerősség-idő görbék felvételi módszereiről és céljukról (maximumok kikutatása) szólt az előadó, majd a harmadik használatos módszer, a feszültség-idő görbék tárgyalására került sor. Ezzel a módszerrel — alacsony Kipp-frekvenciát alkalmazva — a redukeiós, illetve oxidációs folyamatoknak reverzibilis, illetve irreverzibilis voltát lehet vizsgálni. Az időtengely gyorsításával az ún. polarográfiai spektrumokhoz juthatunk, mely bizonyos határok között kvalitatív kiértékelést tesz lehetővé. Az előadást bemutatás követte. A kadmium-, cink- és mangánionok redukeiós lépcsőinek feszültség-áramerősség görbe felvételével történő kimutatása került szemléltetésre. Ugyanazon ionokkal feszültség-idő görbe felvételével reverzibilitás vizsgálatot, majd nagyobb Kipp-frekvenciával polarográfiai spektrumot mutatott be az előadó.

Május 11.

Faragó Péter: Rádiófrekvenciás spektroszkópia.

(A szegedi csoport előadása azonos tartalommal.)

Május 18.

Pócsa Jenő: Mikrohullámok tulajdonságai és gyakorlati alkalmazásai.

(Bemutatással.) (A Szegeden tartott előadással azonos tartalmú.)

Október 21.

Straub Gyula: A monokromátor.

A monokromátor típusok ismertetése. A rés szerepe. A Hg, Cd, He vonalak a skála hitelesítésére. A fényforrások használhatósága. A fényintenzitás-mérés módszerei a monokromátornál. Az erősítők, relék, termorelé, fényrelé, elektronikus erősítők. A fotomultiplier alkalmazási előnyei. Az előadó végül beszámolt a saját kutatómunka állásáról: molibdén meghatározás MN2 monokromátorral.

Október 28.

Gémesi József: A piezoelektromos jelenség és gyakorlati alkalmazásai. (Bemutatással.)

A piezoelektromos jelenség. Ennek rövid történeti ismertetése. A kvarckristály tulajdonságai. A lapok rezgése a kivágás irányától függően. Az elektródák elhelyezése. A rezgésszám. A kvarckristály felhasználási területe. Seignette-sók s ezek alkalmazása. Tartarat-kristályok s ezek alkalmazásai. A hazai kutatómunkák eredményeinek ismertetése.

November 19.

Boros János: A félvezetők tulajdonságai. (Bemutatással.)

A félvezetők fogalmi meghatározása. Jellemző tulajdonságok. A Hall-effektus. P-n típusú félvezetők. Kristályok mint félvezetők. Ezek néhány jellemző tulajdonsága. A tranzisztor. Hazai kutatások eredményei. A termisztorok.

1955. március 5—6—7-én az Egyetemi Napok alkalmával rendezett tudományos ülésszakon, az egyébként klubesték programját képező következő 3 előadást tartották tagjaink:

Házi Endre: Fémfelületek kontakt potenciáljának mérése.

Benkő István: Nemvezető anyagok nyomelemeinek spektrofotográfiai vizsgálata.

Goll György: Beszámoló a dielektromos vizsgálatok újabb eredményeiről.

Április 23.

Szabó Ilona: Kísérletek a rádióaktivitás köréből. (Bemutatással.)

A rádióaktivitás alapjelenségei, alfa-, béta-, gamma-sugarak. Ezek kísérleti kimutatása: csúcscsámlálóval, G. M. csővel. A sugarak áthatoló képessége. Ionizáló hatás. A középiskolákban megvalósítható kísérletek. A transzurán elemek s a rádióaktív izotópok rövid összefoglalása.

Május 5.

Tarján Imre: Moszkvai élmények.

(A debreceni csoportnál tartott előadás azonos tartalommal.)

Május 11.

1. Veszely László: A középiskolai fizikaoktatás problémái.

Az előadó szakfelügyelőként látogatja az iskolákat. Szerzett tapasztalatait módszertani szempontból dolgozta fel, figyelembe véve a politechnikai képzés előkészítését, valamint az egyetemi fizikaoktatás alapkövetelményeit.

2. Gere Lajos: Újszerű kísérleti eszköz a szilárd testek mechanikájának oktatásához.

Az előadó olyan kísérleti eszközt konstruált, amelyvel bemutatható az egyenletes és változó mozgás, az ingamozgás, a csiga egyensúlyi helyzete, a forgómozgás tulajdonságai, stb. Az elkészült első példány igazolja, hogy kvantitatív és kvalitatív mérések egyaránt lehetségesek ezzel az eszközzel.



Május 18.

Medveczky László: Atommagfizikai fotoemulziós módszer s néhány alkalmazása.

A fotoemulziós módszer fejlődésének rövid történeti áttekintése. Az utolsó 10 év nagy eredményei. A fotoemulzió és magfizikai emulzió iránti követelmények differenciálólág hatnak. A  $dn/dx = \frac{3}{2} \cdot \frac{cP}{qd}$ -ből vonható következtetések. A magfizikai részecskék nyomai az emulzióban. Az előhívás, a fixálás technikája. A zsugorodási tényező befolyása a kiértékelésre. A mikroszkopikus kiértékelés módszerei s nehézségei. A magfizikai emulzió néhány alkalmazása. Hazai eredmények.

Október 20.

Szolcsányi Pál: Molekuláris színeképelemzés

Az előadó rövid összefoglalást adott a molekuláris színeképelemzés elméletéről és gyakorlatáról. Áttekintette a molekulaszíneképek keletkezését a különböző színeképterületeken, ismertette ezek összefüggését. Részletesen beszélt a kombinációs szórásról, s vázolta a kombinációs szórási színeképek felvételének apparatív nehézségeit, valamint az ezen a területen végzett saját elméleti és gyakorlati munkáját. Az előadó ismertette továbbá a molekuláris színeképelemzés felhasználását egyes területeken: a molekulák geometriai és dinamikai szerkezetének felderítésénél, intermolekuláris kölcsönhatásoknál, színeképi adatok alapján termodinamikai függvényszámításnál, stb. Végül a gyakorlati célokra való közvetlen felhasználási lehetőséget: a szénhidrogénelegyek elemzését tárgyalta.

Október 27.

Sasvári Kálmán: Az alumíniumoxid és hidrátjainak kristályszerkezete

Az előadásban az előadó áttekintette az alumínium-oxid és hidrátjainak kristályszerkezetét egységes rácsgeometriai megfontolások alapján. Rámutatott az ioncsomagolás azon módjára, amely ezek különböző kristálmódosulatainak közös vonása, és kiemelte az egyes szerkezetek anionvázának azon tulajdonságát, amely meghatározza a dehidratációnál fellépő szerkezeti átalakulás irányát. Beszámolt az előadó az általa most újonnan meghatározott bayerit kristályszerkezetéről, amelyet rácsgeometriai megfontolások alapján a hydrargillit szerkezetéből sikerült levezetnie. Végül rámutatott azokra a problémákra, amelyek a tárgyalt szerkezetekkel kapcsolatban még felfedeznivalak, ipari vonatkozásokban is jelentőséggel bírnak, s amelyek megoldásának kereséséhez ez a szerkezeti áttekintés is próbálkozás akar lenni.

November 9.

Náray-Szabó István: A szilikátok kristálykémiája

A kristálykémiája fejlődésének változása után az előadó a legfontosabb csoport, a szilikátasványok szerkezetét tárgyalta. Beszélt az egy-, két-, valamint a háromdimenziós atomkötegekből felépített szilikátasványokról. Az utóbbi csoporthoz tartozók közül különösen azokat emelte ki, amelyeknek fontos ipari alkalmazásuk van (kvare, földpátok, zeolitok, titánvegyületek, félvezetők stb.). Ismertette ezenkívül az ásványok stabilitását, átalakulását, és a velük kapcsolatos energia-változásokat. Az előadó előadás közben többször utalt a hazai eredményekre is.

## KÖNYVSZEMLE

### MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK KÖZLEMÉNYEI

#### III. évfolyam 5. szám

1. Kiss Árpád István és Muth Béla Róbert: Ötös és ötöshatos ortokondenzált heterociklusos vegyületek fényelnyeléséről
2. Bozóki György és Fenyves Ervin: Vizsgálatok a kozmikus sugárzás áthatoló nem-ionizáló komponensével kapcsolatban
3. Sándor Tamás és Somogyi Antal: Kiterjedt légi záporok áthatolási effektusának mérése
4. Faragó Péter és Gécs Mária: Néhány atommag mágneses nyomatékának meghatározása
5. Hedvig Péter és Nagy Árpád: Paramágneses Faraday-effektus mérése 3 cm körüli hullámhosszon
6. Neszmélyi András: Hasadási keresztmetszetek mérése
7. Keörmley Gábor és Pásztor Endre: Rövid felezési idejű radioaktív izotópok előállítása kaszkádgenerátorral
8. Erő János és Keszthelyi Lajos:  $J^{127}$  atommagokon létrejövő ( $\gamma$ , n)-reakció hatás keresztmetszete
9. Czike Kálmán és Fodor Józsefné: Hazai természetes vizek és növényi nedvek deutérium tartalmának vizsgálata
10. Fejes Péter:  $P^{32}$ -vel megjelölt  $POCl_3$  előállítása
11. Lukovics Albert: Szcintillációs alfa-számláló I.
12. Orient Ottó: Bortrifluorid töltésű lassú neutron-számlálók
13. Nagy Imre, Pallagi Dezső és Pál Lénárd: A magnetit permeabilitásának frekvenciafüggése 10–30 cm hullámhosszú elektromágneses terekben

### AZ ACTA PHYSICA ÚJ SZÁMAI

Az Acta Physica IV. kötetének 4. számában az alábbi dolgozatokat találjuk:

Ádám András, Jánossy Lajos és Varga Péter: Koherens fény-nyalábokban haladó fotonok koincidenciái. A dolgozat már magyar nyelven is megjelent a Magyar Fizikai Folyóirat 2. kötetének 6. számában és a Fizikai Szemlében már ismertettük.

Fenyves Ervin: Kozmikus részecskéket számláló önkioltó GM csövek hatásfoka c. dolgozatában részletesen elemzi a GM csövek hatásfokát csökkentő okokat. Megfontolásai alapján a következtetésre jut, hogy csak áthatoló záporokra érzékeny berendezések esetén, a GM-csövek holtidejét egy nagyságrenddel lecsökkentő elektronikus kapcsolás alkalmazásakor a GM-csövek hatásfokának 99,9%-nál nagyobbak kell lennie. Az elmélet hatásfok-értéket kísérletileg is sikerült igazolnia puha záporoktól védett és 20 sec holtidejű készülékével. A mérési eredmények lehetővé teszik, hogy a kozmikus sugárzásban az eddigieknél egy nagyságrenddel kisebb effektusokat tudjon mérni.

Kisdiné, Koszó Éva: Mikrotronok működésének néhány problémája c. dolgozatában ismerteti a gyorsított elektronnyaláb energiaszórására és intenzitására vonatkozó számításait. A számítás eredményeképpen egy 4 MeV vénergiajú gyorsítóban a gyorsított elektronok energiaszórása 1,2% és árama 10 A körüli érték, amely az eddig megvalósított mikrotronokról publikált adatokkal összhangban van.

Berencz Ferenc: Megjegyzések az abszorpciós görbék analíziséhez c. dolgozatról a Magyar Fizikai Folyóirat ismertetése során már beszámoltunk.



Nagy Kázmér dolgozatában egy, a fotonokból álló statisztikus sokaság dinamikájával foglalkozik. Green és Wolf munkásságából ismeretes, hogy az áram és töltésmentes elektromágneses teret egyetlen komplex potenciállal leírhatjuk. Erre a komplex függvényre vonatkozó egyenletet a szokásos módon felbonthatjuk két egyenletre, melyek egyike a kontinuitási egyenlet, a másik pedig a sokaság klasszikus mozgását leíró Hamilton-Jacobi egyenlet. A szerzőnek ezek segítségével sikerült felírni egy foton mozgásegyenletét, melynek jobboldalán a fotonra ható kvantummechanikai erő áll. Végül két példán szemlélteti a dolgozat eredményeit.

A következő dolgozatot Jánossy Lajos írta, címe: Megjegyzések a valószínűségszámítás megalapozásához. A független és egymást kizáró eseményekre vonatkozó egyszerű, kvalitatív feltevésekből vezeti le a szerző a valószínűségek összeadási és szorzási szabályát, majd megmutatja, hogy a tett feltevésekből a szokásosnál általánosabb szabályok is levezethetők.

Ezt követően Aczél Jánosnak, ugyancsak a valószínűségszámítással kapcsolatos dolgozata található. A dolgozat Jánossy akadémikus fenti munkájával áll szoros kapcsolatban.

Az Acta Physica V. kötetének 1. számában. Szalay Sándor és id. Berényi Dénes írták az első dolgozatot a Debrecenben 1952. április 22. és december 31. között a csapadéokban észlelt szokatlan radioaktivitásról. A csapadékok kis csészékben bepárolva a visszamaradó anyag radioaktivitását végablakos GM-csővel mérték. Az 1/50-ed m<sup>2</sup> területről vett csapadékból visszamaradó radioaktivitás nagyságrendben 10<sup>-11</sup> Curie volt. Nagyobb aktivitások esetén az aktivitás felezési idejét is sikerült mérni, amelyből — feltételezve, hogy a radioaktivitás távol robbantott közönséges atombombától származik — a radioaktivitás légkörbejutásának időpontját ki lehet számítani. Ez kb. 10 nappal tért el a Marshall-szigeteken végzett kísérleti bombarobbanások hivatalosan közölt időpontjától. A radioaktivitások eredete minden esetben visszavezethető volt Debrecenről nagytávolságokban végzett atombombarobbanásokra. A mérési eredmények alapján következtetni lehet a felsőbb légtömegek mozgására. A szerzők véleménye szerint nemzetközileg szervezett megfigyelések esetén a meteorológia sok új problémáját meg lehetne oldani.

Nikola St. Kalitzin »A nukleon relativisztikus hullámegyenlete« c. dolgozatban a Dirac-egyenlet hatdimenziós általánosításával foglalkozik. Az így adódó egyenletet tekinti a nukleon relativisztikus állapotegyenletének.

Boros János és Császár Sándor dolgozatának címe: NaCl és KBr-pasztyillák elektromos vezetése. A hőmérséklet függvényében (300 és 780 C° között) végzett vezetőképesség-mérések segítségével a különböző pasztyillák aktiválási energiájának értékét lehet megállapítani. A szerzők gondos mérések alapján megállapították, hogy a színezett kristályok mérésénél fellépő F centrumoknak megfelelő aktiválási energiaértékek mellett más értékek (az Ottmar-féle és optikai úton talált értékek) is fellépnek. Ezeket az eredményeket csak úgy lehet értelmezni, ha az alkalihalogenid pasztyillákban az elektronvezetés lényeges szerepet játszik.

Gergely György és Váradi F. Péter egy egyszerű, nagyérzékenységű lángfotométert írnak le, amellyel oxidkátódok bárium, stroncium és kalcium tartalmát lehet szimultán meghatározni. A vizsgálandó láng fényét monokromátorral színeire bontják és az egyes összetevőkre jellemző színek intenzitását fotoelektron-sokszorozóval mérik. A szerzők tárgyalják az érzékenység javításának problémáit is.

Gáspár Rezső és Csavinszky Péter dolgozatukban azt vizsgálják, hogy a Jensen és Gombás által kidolgozott módszer milyen feltételek esetén használható kétértékű ionmolekulák leírására. Azt találják, hogy a módszer alkalmazásának feltételei földalkáli fémek oxidjaira vonatkozóan teljesülnek. A magtávolságra és disszociációs energiára adódó elméleti értékek jól egyez-

nek a kísérleti eredményekkel. A számítások során a Mg<sup>2+</sup> ion elektronsűrűségére a Hartree—Fok elektroneloszlást, O<sup>2-</sup>-ion esetén viszont — mivel sem a Hartree, sem a Hartree—Fok módszerrel meghatározott elektronsűrűségeloszlás nem ismeretes — a Slater-féle félempirikus eljárással meghatározott sűrűségeloszlást használják.

A következő dolgozatban Gáspár Rezső és Molnár Béla a nátrium- és káliumatomok elektronaffinitásának meghatározásával foglalkoznak. Eredményeik más kutatók hasonló eredményeivel elég jól egyeznek.

Dési Sándor és Náray Zsolt: Millimikroszekundum időtartamú impulzusok mérése poláros oszcilloszkóppal c. dolgozata a Magyar Fizikai Folyóiratban is megjelent, és ezt lapunk más helyén már ismertettük.

Nagy Károly dolgozata az átlátszó közegekben haladó elektromágneses sugárzás kvantumelméletével foglalkozik. Az Abraham-féle energia-impulzus-tenzor alapulvételével határozza meg a sugárzás energiájának és impulzusának lehetséges értékeit. Eredményül az adódott, hogy a sugárzás energiája és impulzusa nemcsak vákuumban, hanem átlátszó közegekben is kvantumokból tevődik össze. Ezen energia- és impulzuskvantumok (fotonok) ugyanúgy transzformálódnak Lorentz-transzformáció során, mint egy korpuszkula energiája és impulzusa. A vákuumbeli esettel szemben átlátszó közegekben a fotonoknak véges, pozitív nyugalmi tömegük van, ami a frekvencia és a közeg törésmutatójának a függvénye. Ez megegyezésben van azzal a ténnyel, hogy átlátszó közegben a fény c-nél kisebb sebességgel terjed.

Györgyi Géza dolgozata a kvantummechanikából ismeretes Ehrenfest-tételek tanulmányozásával foglalkozik pszeudoskalár mezontérben mozgó, Dirac-egyenlettel leírt részecskék esetén. Arra az eredményre jut, hogy pszeudoskalár csatlakozásánál ezen megfontolásokból is kiadódik egy rövid hatótávolságú taszítóerő a nukleonok között.

Gombás Pál a korrelációs korrekcióival bővített statisztikus atommodell alapegyenletének a nullától különböző nyomás figyelembevételével nyert megoldásait közli Ne, Ar, Kr és X nemesgáz atomokra, valamint Na<sup>+</sup>, K<sup>+</sup>, Rb<sup>+</sup>, Cs<sup>+</sup>, F<sup>-</sup>, Cl<sup>-</sup>, Br<sup>-</sup>, J<sup>-</sup> ionokra.

A Könyvszemle rovatban Schay Géza ismerteti Hans Falkenhagen, Elektrolyte c. könyvét.

N. K. és K. L.

Valkó Iván Péter:

## MIKROHULLÁMÚ ERŐSÍTŐCSÖVEK (Műszaki Könyvkiadó, Budapest 1955)

Valkó I. P.-nek a Műszaki Könyvkiadó kiadásában megjelent könyve áttekintést óhajt nyújtani a modern mikrohullámú csövekről. Címével ellentétben nemcsak az erősítőcsöveket tárgyalja, hanem bepillantást ad az oszcillátorcsövek világába is, és ezzel — a működés mechanizmusa szempontjából semmi újat nem tartalmazó frekvenciasokszorozó csövektől eltérően — az összes modern mikrohullámú csőtípusról említést tesz.

A címnek megfelelően azonban csak az erősítőcsöveket tárgyalja részletesen, sőt ezeken belül is csak a haladóhullámú cső problémakörét meríti ki teljesen.

A könyv bevezetőjében a mikrohullámú tartományban a közönséges rádiócsöveknél fellépő problémákat ismerteti, és azokat a technikai megoldásokat, amelyekkel ezeket kiküszöbölni igyekeztek a működési mechanizmus elvi alapjainak megváltoztatása nélkül.

Ezután tér rá a már elvében is újat jelentő sebességmodulációs csövekre, a klizترونnak a tárgyalására.

Ezekben a fejezetekben a szerzőnek úgy látszik nem volt szándékában a problémák mélyére hatolni, inkább csak előkészítőnek szánta a könyv súlypontját jelentő részhez, a haladóhullámú csőről szóló fejezetekhez. Ennek ellenére a tárgyalásmód nagyon alkalmas arra, hogy a nemspecialista szakemberek megismerkedjenek ezeknek a csöveknek a jellegzetes sajátosságaival.



A specialisták számára is értékes útmutatást nyújt, és konstrukciós problémákra is felvilágosítást ad a haladóhullámú csőre vonatkozó rész. Különösen alapos az elektronnyaláb fókuszálását és a haladóhullámú cső zajait tárgyaló hetedik, illetve nyolcadik fejezet.

Hogy a kép teljes legyen, a szerző könyve végén egy-egy fejezetet szentel az egyéb mikrohullámú erősítő-csőveknek és az oszcillátorcsöveknek is, ezeket azonban csak nagy vonásokban tárgyalja.

A könyv fizikusok, tanárok és mérnökök számára egyaránt érdekes és használható. Ezt nagyon szépen fejtí ki az előszóban Winter Ernő akadémikus, és mindjárt meg is magyarázza az okát: »Ebben a könyvben a szerző összegezte a mérnök és fizikus szempontjait, és szerencsésen megtalálja a mindkettő számára érthető nyelvet. Ez a tény jelenti a könyv egyik legnagyobb értékét, mert előadásmódja tiszta és világos, mindenki számára jól érthető, a fizikai tartalom nem vész el a matematikai formalizmus mögött. A mérnök és fizikus szempontjainak összegegyeztetése a szerzőnek azért sikerült, mert ő maga mérnök és fizikus egyidejűleg. Több éven keresztül végzett kutatómunkát mikrohullámú csövekkel kapcsolatban.«

Remélni lehet, hogy Valkó I. P. munkája sok tanárnak és fizikusnak fogja szélesíteni mikrohullámú tájékozottságát.

G. G.

*Schimanek Emil:*

## BÁNKI DONÁT TUDOMÁNYOS MUNKÁSSÁGA ÉS ALKOTÁSAI

(Akadémiai Kiadó, Budapest 1954.)

»Nem volna méltányos dolog megfélekezni a kezdeményezők érdemeiről, akiknek az elismerés morális jutalmánál egyéb ügysem jut, míg azok, kiknek a megvalósítás szerencséje jut, amúgy is bő anyagi jutalmazásban részesülnek.« — mondotta Bánki Donát Tournaire-ról, a gőzturbina feltalálójáról, akinek neve háttérbe szorult a gyakorlatba való bevezetést megvalósító Parsons mellett. De mennyire vonatkoznak ezek a szavak a magyar tudomány és technika sok kiválóságára, köztük is a legelső közt Bánki Donátra, a legkiválóbb magyar gépészmérnökre.

A morális elismerést kívánta az Akadémia Műszaki Tudományok Osztálya megadni Bánki Donát emlékének azáltal, hogy életét, alkotásainak ismertetését és méltatását tartalmazó könyvet adott ki. Ezzel megnyílt annak lehetősége, hogy a magyar szakemberek megismerkedjenek ezzel a kiváló magyar tudóssal, hogy e könyv alapján tartott ismeretterjesztő előadások, gimnáziumi és egyetemi órák közvetítésével Bánki neve eljuthasson a nagyközönséghez is. A könyvet Schimanek Emil professzor, a műszaki tudományok nemrég elhunyt kiváló művelője, Bánki közvetlen munkatársa, a magyar tudománytörténet lelkes propagátora írta.

A könyv bevezetőül röviden ismerteti Bánki életét, valamint a technika állapotát hazánkban a XIX. század végén, Bánki fellépése idején. Rámutat arra, hogy minden olyan kezdeményezés, mely a német, angol, de különösen az osztrák ipartermékeknek hazai piacról való kiszorítását, versenyképes magyar gyártmányokkal való pótlását célozta, ebben az időben hazafias tett volt, a szó legnemesebb értelmében. Ezért érezte Bánki kötelességének, hogy tudásával végig a magyar technikát szolgálja, azt nemcsak itthon, hanem külföldön is versenyképessé tegye. Ezért utasította el a külföldi meghívásokat, ezért tartotta meg a kisebb anyagi és kutatási lehetőségeket nyújtó budapesti műegyetemi katedrát mindvégig.

A könyvet olvasva kibontakozik előttünk Bánki sokoldalú tudományos munkássága. Kezdeményező lépéseket tett a gáz- és benzinmotorok hatásfokának tudományos alapon való növelésére. Először mutatott rá arra, hogy a hatásfoknövelés gyakorlati útja már nem az expanzió mértékének fokozása, hanem a nagyobb

kompresszió megvalósítása. A benzingőz expanzió során fenyegető korai öngyulladását vízbefecskendezéssel akadályozta meg. A Bánki-féle motor tudta a maga idejében a legnagyobb hatásfokot megvalósítani, túlszárnyalva a kevéssel azután megalkotott Diesel-motort is. Hogy mégsem terjedhetett jobban el, azt a Diesel-motor mögött álló hatalmas tőke magyarázza, és az, hogy utóbbi benzin helyett nehézelajjal is működik. A szerző azonban hangsúlyozza, hogy a kisteljesítményű ipari motoroknál, ahol a fogyasztás nem olyan jelentős tényező, Bánki egyszerű, könnyen kezelhető és javítható motorja ma is előnyben lenne a Diesel-motor felett.

Ezután következik az egész világon ma is használt Bánki—Csonka-féle karburátor megalkotása, a Bánki-féle gőz- és vízturbina, valamint számos gép megszerkesztése. Bánki veti fel először a földgáz Budapestre való vezetésének, valamint a dunai vízierőműnek a gondolatát, — olyan eszméket, melyek ma, ötven év elmúltával öltének testet. Nem volna méltányos dolog megfélekezni a kezdeményezők érdemeiről...

Bánki alkotásait Schimanek Emil mintaszerűen, a mai tudomány nyelvén, de az akkori viszonyok részletes feltárásával ismerteti. A méltatás hangja mellett nem egyszer felesendül a kritika hangja is. Az egyes alkotások beható, szakszerű ismertetése számunkra, fizikusok számára is értékesé teszi a könyvet. A »Deutsches Museum für Meisterwerke der Naturwissenschaft und Technik« múzeumban láthatók Bánki gépei, látható Bánki arcképe. Sokban a fizika tanítóin áll, hogy hazánkban is megismerjék őt. Egyetemeinken a termodinamikai körfolyamatok vagy a turbinák tanításánál önként kínálkozik Bánki alkotásainak és gondolatainak bemutatása. Még fokozottabb mértékben mondhatjuk ezt a gimnáziumi fizikaóráról. A leendő magyar technikusok itt tanulják meg leendő hivatásuk alapismereteit, itt kezdődik meg bennük a szakmájuk iránti érdeklődés. A lassanként valósággá váló politechnikai képzés során különösen példamutató Bánki Donát megismertetése. A tanár munkáját igen megkönnyíti, ha elolvassa e könyv egyes fejezeteit. Képet kaphat benne nemcsak Bánki személyes eredményeiről, hanem a motorok és turbinák elméletéről és kialakulásuknak, a mai technika kialakulásának hőskoráról. A könyv érdekességét nem annak a szokásos fogásnak köszönheti, hogy »apró történeteket« mond el »nagy emberről«, nem a tudós különöségeit kutatja fel, hanem bevezet az alkotó tudomány műhelyébe és részletes korrajz keretei közt alaposan ismerteti az új gondolatokat, majd azoknak működő gépek formájában való testetöltését.

Szeretettel üdvözljük, érdeklődéssel olvassuk ezt a kis könyvet, köszönet illeti érte az Akadémia Műszaki Tudománytörténeti Főbizottságát. Szeretnénk a magyar fizikusokról is hasonló igényű könyveket olvasni minél előbb.

M. Gy.

*Dezső Lóránt:*

## A NAP ÉS HATÁSAI FÖLDÜNKÖN

(Művelt Nép, Budapest 1955.)

A szerző két előadását tartalmazza a kis füzet. Mindkét előadás elsősorban a Nap által Földünkre küldött sugárzással és annak földi hatásaival foglalkozik. Különösen sok szó esik a szemmel nem látható sugarakról, melyek intenzív tanulmányozása a legutóbbi időben indult meg.

A második előadás részletesen kitér a Nap felületi jelenségeire is, elsősorban a napfoltokra, és foglalkozik annak lehetőségével, hogy van valamilyes kapcsolat a Napon végbemenő periodikus változások és a Föld színén lejátszódó légköri, valamint élettani folyamatok rendjének változása között.

Az elmondottakból látszik, hogy a szerző a napfizikának olyan problémáit veti fel, melyek igen nagyfokú érdeklődésre tarthatnak számot. Sajnos, a felkeltett



érdeklődés a kis könyv olvasásakor nem eléggül ki teljes mértékben. Az ismertetés legtöbbször megelégszik a jelenség felületes leírásával, nem mutat rá a mélyebb kapcsolatokra. Sok érdekesség sorakozik a könyvben egymás mellett, de nem kap az olvasó hozzávetőleges képet sem a Napon uralkodó viszonyokról, a Nap szerkezetéről, azokról a földtől nagymértékben eltérő folyamatokról, melyek az ott megfigyelhető jelenségek kialakításához vezetnek. A könyv fő értéke tehát az érdeklődés felkeltésében rejlik.

Néha a könnyebb megértés kedvéért a szerző olyan szemléltető kifejezőmódot használ, mely a természet-tudományosan iskolázottabb olvasóra zavarólag hat. Így egyáltalán nem világít a jelenség lényegére annak megmagyarázása, hogy légkörünk csak meghatározott hullámhossz-tartományba eső sugarakat enged át, sőt az adott kép félrevezető lehet. Ezt írja a szerző egy helyen:

»a rádióhullámok szinte elpattannak a levegő atomjairól. (Hullámhosszuk az atom átmérőjének sokmilliószorosa, így golyószzerű elpattanásról szó sem lehet!)

A füzet képanyaga elismerésre méltó, valóban alkalmas annak érzékeltetésére, hogy a Napon lejátszódó jelenségek milyenek és azokat milyen eszközökkel kutadják. Külön örömmre szolgált, hogy egyes felvételek a Szabadsághegyi Csillagvizsgálóban készültek.

Összefoglalóan mondhatjuk, hogy a kis füzet alkalmas a tudományos érdeklődés felkeltésére. Kíváncsú ezután, hogy ilyen érdekes témáról nagyobb terjedelmű és magasabb szintű, a jelenségek mélyebb okait megvilágító könyvek is jelenjenek meg szakcsillagászok tollából. Ennek szükségét érzik az érdeklődő olvasók, de különösen a gimnáziumi tanárok és diákok, valamint a rokonszakok művelői.

M. Gy.

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

**A H-spektrum vonaleltolódásához.** Mint ismeretes, Lamb és Rutherford 1947-ben mikrohullámú rezonancia segítségével kimutatta, hogy a H-atom spektrumának finomstruktúrája nem követi pontosan a Dirac-elmélet szerint adódó formulát. Nevezetesen, a 2 S termék a régi elmélet szerint szigorúan egybeesnek, viszont a mérések szerint az S-term 1058 Mc-al a P-term fölött van. Ez a kísérleti eredmény más hasonlókkal együtt a kvantumelektrodinamika hatalmas lendületű új fejlődési szakaszát indította meg. Kialakult Tomonaga, Schwinger, Feynmann, Dyson és mások munkássága során a »kovariáns formalizmus«, a »kölesönhatási ábrázolás«, az »S-mátrix« perturbációs módszer és a tömeg, — valamint töltés — renormalizáció módszere. Ezek során a kísérleti eredmények is teljes tisztázást és kvantitatív magyarázatot nyertek.

Közben a kísérleti technika is rohamosan fejlődött, és ma már lehetséges a vonaleltolódást tized Me pontos-sággal is meghatározni. Ezért aktuálissá vált az effektusnak magasabb közelítésben való kiszámítása. Ezt a feladatot legutóbb Weneser, Bersohn és Kroll (Phys. Rev. 91., 1257, 1953.) végezte el. A vonaleltolódást a Dyson—Feynmann technika alapján negyedik perturbációs közelítésben számították ki. A tekintélyes numerikus munkát igénylő számítások eredményeként ebben a közelítésben a H-atom 2, S termjére további  $0,24 \pm 0,10$  Mc eltolódás adódott.

R. P.

**Extrém nagyenergiájú nukleonok ütközése.** A nukleonok közt működő erők és a nukleonok természetének megismeréséhez jelentős mértékben az olyan kísérletek és megfigyelések elvégzése vezethet el, ahol igen nagy, több ezer MeV-es protonok és neutronok ütközését figyelhetjük meg. Ilyen folyamatokat természetesen elsősorban a kozmikus sugárzásban figyelhetünk meg, azonban az észleléseknek analízise körülményes és részben a beeső részecske természetének és energiájának bizonytalansága, részben a többnyire alkalmazott nehéz atomsúlyú abszorbensekben, illetve fotoemulziókban kialakuló bonyolult kaszkádfolyamatok a kiértékelést nagyon megnehezítik. Éppen ezért már az elmúlt évtizedek során megpróbálkoztak 250—450 MeV-es sink-rociklotronokkal keltett nukleonok által előidézett

folyamatok vizsgálatával. Ez az energiatartomány azonban még túl alacsonynak bizonyult, mert az eseteknek több mint 90%-ában csak rugalmas szórás tapasztaltak. Rendkívül nagyjelentőségűek tehát azok a legújabb kísérletek, melyeknél az új, csaknem 3000 MeV-es kozmotronnal előállított részecskék hatását tanulmányozták.

A kozmotronnal először 2200 MeV energiájú protonokat állítottak elő. Ezek szénbe ütközve kb. ugyanilyen energiájú neutronokat keltettek, melyeket egy 20 atm. nyomású hidrogénnel töltött Wilson-kamrába bocsátottak. Itt tehát neutron—proton ütközések zajlottak le. Több mint 20000 felvételt készítettek, s ezek közül 154-et analizáltak. A megfigyelt folyamatok a várakozásnak megfelelően, a következők voltak:

$$n + p \rightarrow p + p + \pi^-$$

$$n + p \rightarrow p + p + \pi^- + \pi^0$$

$$n + p \rightarrow p + n + \pi^+ + \pi^-$$

(V-részecskék keletkezését nem észlelték, jelölül annak, hogy ezeknél az energiáknál ez a folyamat csak nagyobb atomsúlyú magoknál ér el jelentősebb hatáskeresztmetszetet.) A fenti folyamatok gyakorisága úgy aránylott egymáshoz, mint 0,8 : 1 : 3,2. A két mezon keletkezésére vezető (második és harmadik típusú) folyamatoknak az egy mezon létrejöttével járó folyamathoz képesti többsége 20%-kal nagyobb volt, mint amennyit Fermi statisztikus modellje szerint várnánk. Egyébként ezen modellel megegyezésben három mezon egyidejű keletkezését nem észlelték. A keletkezett mezonok impulzus-eloszlása is jó megegyezésben volt az elmélettel. Valamennyi kísérleti eredmény összeegyeztethető azzal az elképzeléssel, hogy az ütközés során mindkét nukleon egy közbülső állapotba gerjesztődik mely azután mezonemisszióval bomlik. Valószínű, hogy a közbülső állapot gerjeszthetősége rezonancia-jelleggel rendelkezik. Mindezek arra utalnak, hogy a nukleonok, a régebbi elképzeléssel ellentétben, nem egyszerű »elemi részecskék«, hanem valóban bonyolult »struktúrával« rendelkeznek. (W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemore, Phys. Rev. 95, 1026, 1954.)

R. P.



# FIZIKAI SZEMLE

Az

Eötvös Loránd

Fizikai Társulat

Lapja

## TARTALOMJEGYZÉK

*A. N. Lavriscevsz:* A Szovjetunió segítsége más országok számára az atomenergia békés felhasználásában

*Szamosi Géza:* A maghasadás fizikai elmélete

*Neszmélyi András:* Kísérleti reaktorok

*Bozóky László:* A radioizotópok felhasználásáról

*Györgyi Géza:* Atommagok periódusos rendszere

### A FIZIKA TANÍTÁSA

*Gécs Mária — Keszthelyi Lajos:* Magfizikai mérések a fizikus képzésben

### HIREK — EGYESÜLETI ÉLET

### A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL





Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Faragó Péter, Keszthelyi Lajos, Marx György, Szamosi Géza,  
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Turiné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010 \*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat  
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850  
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022  
Csekkszámlaszám: 61257

Előfizetés egy évre 30,— félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

## СОДЕРЖАНИЕ

*A. H. Лаврищев:* Помощь Советского Союза другим странам в мирном использовании атомной энергии

*Г. Самоши:* Физическая теория расщепления ядра

*A. Несмейи:* Экспериментальные реакторы

*Л. Бозоки:* Об использовании радиоактивных изотопов

*Г. Дьёрдьи:* Периодическая система атомных ядер

### ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

*М. Гечи—Л. Кестхейи:* Измерения явлений ядерной физики в обучении физиков

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## INHALT

*A. N. Lavristschew:* Die Hilfe der Sowjetunion an andere Länder bei der friedlichen Verwendung der Atomenergie

*G. Szamosi:* Physikalische Theorie der Kernzertrümmerung

*A. Neszmélyi:* Versuchs - Reaktoren

*L. Bozóky:* Über die Anwendung der radioaktiven Isotope

*G. Györgyi:* Periodisches System der Atomkerne

### PHYSIKUNTERRICHT

*M. Gécs—L. Keszthelyi:* Kernphysikalische Messungen bei der Ausbildung von Physikern

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1956. I. 15. Pédányszám: 1600. Terjedelem: 5 $\frac{1}{2}$  (A/5) ív,

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602 Á szerint készült

Akadémiai Nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 38648/56 — Felelős vezető: Puskás Ferenc



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VI. évfolyam

2. szám

1956. április

*A Fizikai Szemle e számában elsősorban olyan cikkeket közlünk, melyek az atommagfizika aktuális kérdéseivel foglalkoznak, különös tekintettel az atomenergia békés felhasználásának elvi kérdéseire.*

*A téma aktualitása nem kíván különösebb magyarázatot. Mégis utalni szeretnénk arra, hogy a Szovjetunió Kommunista Pártja XX. Kongresszusa anyagának akár felületes tanulmányozása is meggyőző bennünket arról, hogy az atommagfizikának ezek a nagyszerű eredményei, melyekről gyakran lehet olvasni, hogy korszakalkotóak, most valóban egy új korszakot kezdenek kialakítani. A Szovjetunió hatodik ötéves tervének végén az energiatermelésnek már gazdaságilag jelentékenyen számbajövő részét az atomenergia felhasználásával fogják nyerni. A Kongresszuson elhangzott felszólalások ezen túlmenően sejtetni engedik azt a megfeszített kutatómunkát, melyek a termonukleáris reakciók békés felhasználásának elérésére irányulnak.*

*Jól tudott dolog, hogy a Szovjetunió a Magyar Népköztársaság számára is segítséget nyújt az atommagfizika gyakorlatának kiépítésében. Rövid idő múlva megkezdí működését hazánkban az első atommáglya, melyet a Szovjetuniótól kapunk.*

*Ilyen körülmények között szükségesnek tartjuk, hogy a magyar fizika különböző területeken dolgozó munkásait minél jobban és részletesebben tájékoztassuk az atomenergia problémakörének fizikai vonatkozásairól. Ezt a füzetet az első kezdő lépésnek szánjuk e téren.*



# A Szovjetunió segítsége más országok számára az atomenergia békés felhasználásában\*

A Szovjet kormány az atomenergia békés felhasználásában való nemzetközi együttműködés fejlesztése céljából elhatározta, hogy tudományos, műszaki és operatív segítséget nyújt a Kínai Népköztársaságnak, a Lengyel Népköztársaságnak, a Csehszlovák Köztársaságnak, a Német Demokratikus Köztársaságnak, a Román Népköztársaságnak, a Bulgár Népköztársaságnak és a Magyar Népköztársaságnak, hogy megvessék a magfizikai kutatás fejlődésének és az atomenergia békés felhasználásának alapjait.

A Szovjetunió nyújtotta segítség keretében sorakerülő intézkedések lehetővé fogják tenni, hogy azok az országok, amelyek e segítséget élvezik, a többi nemzettől függetlenül önálló kutatásokat és vizsgálatokat folytathassanak az atomenergia békés felhasználására.

A Szovjetunió tapasztalata azt mutatja, hogy az atomenergia ipari felhasználásához szükséges, hogy a korszerű kutatásban és a kísérleti berendezések — magreaktorok és gyorsítók — használatában járatos szakembereket képezzenek ki.

Mindegyik ország, amelynek a Szovjetunió felajánlotta segítségét az atomenergia békés felhasználásában, elfogadta azt. A fentemlített országok vezető tudósaiból és mérnökeiből álló küldöttségek ez év márciusa és júniusa között látogatást tettek a Szovjetunióban.

A küldöttségekkel részletesen megvitatták a kísérleti magreaktorok és elemi részecske gyorsítóberendezések építésével kapcsolatos konkrét kérdéseket, a magfizikai kutatás megszervezésével és a radioaktív izotópok felhasználásával kapcsolatos problémákat.

E küldöttségek tagjai alkalmat kaptak arra, hogy megismerkedjenek a Szovjetunióan az atomenergia békés felhasználásával kapcsolatos kutatási terveivel, hogy működő magreaktorokat és elemi-részecske-gyorsítókat tanulmányozzanak.

A Szovjetunió segítségével részesülő országok tudósai megismerkedtek a ciklotron működésével és az ezzel kapcsolatos, az SzSzsZK Tudományos Akadémiájának Leningrádi Fizikai-Technikai Intézetében folyó kutatásokkal. Megismerkedtek ezenkívül az ŰSzsZK Tudományos Akadémiájának Kievi Fizikai Intézetében épülő új ciklotronon végzett munkákkal és az Ukrán Tudományos Akadémia Harkovi Fizikai-Technikai Intézetében működő lineáris gyorsítókkal. A Moszkvai Állami Egyetemen bemutattak nekik egy dúsított uránnal működő kísérleti magreaktort, amelyben a neutronlassítás és a hűtés közönséges vízzel történik. Az SzSzsZK Tudományos Akadémiájának egyik laboratóriumában a kínai tudósoknak bemutattak egy nehézvízes kísérleti reaktort.

\* Az atomenergia békés felhasználásával foglalkozó genfi nemzetközi értekezleten (1955. augusztusában) elhangzott előadás fordítása.

Amellett, hogy az említett országok tudósainak bemutatták azokat a reaktor- és gyorsító-típusokat, amelyeket a szovjet tudósok megépítés céljára ajánlottak, a látogató tudósok a Szovjetunióban folyó egyéb magfizika és radio-kémiai kutatásokkal is megismerkedtek.

V. I. Veksler professzor laboratóriumában, az SzSzsZK Tudományos Akadémiájának Fizikai Intézetében a tudósok egy működő, elektronok 250 MeV-re való gyorsítására használt szinkrotron tekintettek meg.

Az összes delegáció meglátogatta az SzSzsZK Tudományos Akadémiájának működő atomenergiatelepét. A küldöttségek számos tudós tagja megismerkedett a szovjet kutatóintézetek terveivel a radioaktív izotópok felhasználására a tudomány és technika különböző területein, a radioaktív izotópokkal való gyakorlati munkával és a radio-kémiai analízis finom módszereivel.

Miután a küldöttek megismerkedtek a gyorsítók és a magreaktorok működésével, a szovjet szakemberekkel együtt megvitatták a szovjet tudósok által megépítés céljára ajánlott magreaktor és gyorsító típusokat.

A szovjet tudósok javaslatait az összes küldöttségek elfogadták és a javaslatok alapján a Szovjetunió és az említett országok egyezményeket kötöttek. A tudományos és technikai segítségről szóló egyezmény értelmében a Szovjetunió, Lengyelország, Csehszlovákia, Románia, Magyarország, Bulgária és a Német Demokratikus Köztársaság számára 2000 kW-os magreaktorokat fog tervezni és építeni izotópok előállítására, valamint ciklotronokat, amelyek protonokat, deuteronokat és  $\alpha$ -részeket fognak gyorsítani 25 MeV-ig. E berendezések tervezése már megkezdődött. A Szovjetunió ezeket minden szükséges műszerrel és felszereléssel el fogja látni.

A szovjet tudósok és mérnökök a magreaktorok és gyorsítók megindításához és működtetéséhez is segítséget fognak nyújtani ezeknek az országoknak.

Az említett országok számára tervbe vett reaktor 10%-ban  $U^{235}$  hasadóanyaggal fog működni, a hűtő és a moderátor közönséges víz lesz. A reaktort számos csatornával fogják ellátni, különböző tárgyak, biológiai kísérleti anyagok besugárzása, valamint izotópok előállítása céljára. A reaktor tervezésénél tekintetbe veszik, hogy a műszaki és fizikai anyagvizsgálat, valamint a sugárzás-okozta hatások vizsgálatára alkalmas legyen.

Mindegyik magreaktor mellett lesz egy radioaktív anyagok kezelésére szolgáló manipulátorokkal felszerelt forró (»hot«) laboratórium.

A Kínai Népköztársaság számára egy 6500 kW-os kísérleti magreaktor tervezése folyamatban van. Szükség esetén a reaktor teljesítménye 10 000 kW-ra növelhető. 2%  $U^{235}$ -öt tartalmazó uránnal fog működni, a lassítást és hűtést nehézvíz fogja



végezni. A korábban említett ciklotron-típusból is szánnak egyet a Kínai Népköztársaságnak.

A magreaktorok tervezésénél gondot fordítanak arra, hogy a lehető legnagyobb számú kísérletet lehessen azokkal egyszerre végezni. Pl. minden reaktoron 10 sugárkapu lesz.

E reaktorok fölös reaktivitása lehetővé teszi, hogy nagy mennyiségben állítsanak elő különböző radioaktív izotópokat. Ha a Lengyelország, Csehszlovákia, Magyarország, Románia, Bulgária és a Német Demokratikus Köztársaság számára tervezett reaktorok fölös reaktivitásának csak a felét használjuk ki, egy ilyen reaktor havonta 1500 curie radioaktív kobaltot és óránként 5000 curie radioaktív nátriumot képes termelni.

Az említett országok számára a Szovjetunióban tervezett reaktorok tehát lehetővé teszik, hogy ezen országok szükségleteiknek megfelelő mennyiségű radioaktív izotópot állítsanak elő.

A radioaktív izotópok termelése e reaktorokban megteremti a radioaktív izotópoknak az iparban, az orvostudományban, a mezőgazdaságban és a tudomány, valamint a technika különböző területein való széleskörű alkalmazása szükséges feltételeit.

Ismeretes, hogy a radioaktív izotópok igen sikeresen alkalmazhatók az orvostudományban a kórjelzés és számos betegség kezelése céljára. A radioaktív izotópokat az orvosi intézetek már kiterjedten alkalmazzák, minthogy ezek sok betegséget eredményesen gyógyítanak.

Ha Kína, Lengyelország, Csehszlovákia, Románia, Bulgária, Magyarország és a Német Demokratikus Köztársaság birtokában lesznek a fent leírt típusú reaktorok, úgy ezek az országok kiterjedten alkalmazhatnak majd radioaktív kobaltot a rosszindulatú daganatok kezelésére; radioaktív foszforral gyógyíthatják az angiomát; radioaktív jód és nátrium segítségével végezhetik a pajzsmirigy-bántalmak klinikai vizsgálatát és kezelését, a véredények áthatolhatóságának, a vérkeringés sebességének tanulmányozását, stb.

A radioaktív izotópok alkalmazása olyan kutatások elvégzésére fog lehetőséget nyújtani a biológusoknak és agrónomusoknak, amelyeket más módszerekkel nem lehet elvégezni. A radioaktív nyomjelző atomok segítségével, mint tudjuk, tanulmányozhatjuk, hogy miként szívják fel a növények a műtrágyákból a különböző elemeket, és megállapíthatjuk, hogy milyen táplálékra van leginkább szüksége a növényeknek; ilyen módon lehetőség nyílik a terméshozam jelentős növelésére.

A radioaktív izotópok eredményesen használhatók az élelmiszerek konzerválására.

A radioaktív izotópok alkalmasak ezenkívül hegesztések és öntvények minőségének ellenőrzésére, különböző termékek vastagságának és sűrűségének mérésére, gázok és folyadékok szintjének meghatározására, a termelésnek olyan fázisában is, amelyben a szokásos módszerek a munkásra veszélyesek volnának.

Mindegyik ország, amelyik a Szovjetunió segítségével részesül, kap a Szovjetunióban előállított radioaktív izotópokból. Így még mielőtt saját kísérleti magreaktoruk működne és mielőtt maguk megszerveznék a radioaktív izotópok termelését, ezekben az országokban megindulhatnak a radioaktív izotópokkal végzett kutatások.

A Szovjetunió el fogja látni ezeket az országokat természetes uránnal, tóriummal, urán<sup>235</sup>-tel, urán<sup>233</sup>-mal, plutóniummal, tríciummal és nehézvízzel, olyan mértékben, amilyenben azt a fizikai és radiokémiai kutatások szükségessé teszik.

Ezek az anyagok és radioaktív izotópok, amelyeket a Szovjetunió az említett országok rendelkezésére bocsát, kedvező feltételeket fognak teremteni a magfizikai és radiokémiai kutatás számára, még mielőtt ezen országok magreaktorai és gyorsító berendezései felépülnek.

Az egyezmény magában foglalja azt is, hogy a Szovjetunió a szükséges műszaki személyzet kiképzésében is segítséget nyújt. Szovjet szakemberek oktatásban fogják részesíteni ezen országok diákjait, valamint olyan fizikusait és mérnökeiket, akiknek nincs gyakorlatuk a magreaktorokkal és gyorsítókkal való munkában.

Kína, Lengyelország, Csehszlovákia, Bulgária, Magyarország, Románia és a Német Demokratikus Köztársaság fizikusainak és radiokémikusainak alkalmat fognak adni arra, hogy gyakorlati magfizikai, radiokémiai és az atomenergiával kapcsolatos képzésben részesüljenek az SzSzsZK Tudományos Akadémiájának, az Ukrán Tudományos Akadémiának fizikai és kémiai intézeteiben és a Szovjetunió főiskoláinak intézeteiben.

A felsorolt országok tudósai saját kutatásait a Szovjetunió magreaktoraival és gyorsító berendezéseivel végezhetik, vagy résztvehetnek a szovjet tudósok munkájában.

A Szovjetunió, hogy előmozdítsa a radioaktív izotópok felhasználását ezekben az országokban, amellet, hogy radioaktív izotópokkal és a szükséges sugázmérő készülékekkel látja el azokat, tanfolyamokat indított, amely a radioaktív izotópokkal végzett munka módszereibe és az azzal kapcsolatos készülékek, műszerek és eszközök használatába vezeti be hallgatóit.

A Szovjetunió az egyezmény értelmében az atomenergia békés felhasználásával kapcsolatos tudományos tájékoztatást nyújt és technikai adatokat ad át a szóbanforgó országoknak.

A Szovjetunió ezt az atomenergia békés felhasználására nyújtott segítséget nem üzleti vállalkozásnak tekinti. Noha a Szovjetunió hatalmas összegeket fordított a magreaktorok és gyorsítók fejlesztésére, a tudományos és technikai adatokat és tapasztalatokat ellenszolgáltatás nélkül bocsátja más országok rendelkezésére. Ezek az országok csak az egyezmény keretében kapott felszerelések tényleges költségeit fizetik meg.

A Szovjetunió segítsége más országok számára nagy lehetőséget nyit meg a modern fizikai tudomány fejlődésében.



A kísérleti magreaktorok felépítése az említett országokban az első szükséges lépés az atomenergia-telepek építése felé.

A kísérleti magreaktorok építése és a bonyolult magfizikai berendezések működése közben szerzett tapasztalatok szükséges előfeltételei más, sokkal bonyolultabb mérnöki és fizikai problémák megoldásának.

A most megépítendő magreaktorok lehetővé fogják tenni, hogy a Szovjetunió segítségével részesülő országok majd gyorsabban és kevesebb nehézséggel tervezhessenek és építhessenek atommag-energiatelepeket.

A. N. Lavrisceev

## A maghasadás fizikai elmélete

A következőkben vázlatosan kifejtjük a maghasadás fizikai elméletét és összefoglaljuk e folyamat legjellegzetesebb adatait. Ismeretes, hogy a magreakciók igen változatos fajtái között kiemelkedő szerepe van a hasadásnak; elsősorban azért, mert ez a fajtájú magfolyamat teszi az atommagenergia békés felszabadítását egyelőre egyedül lehetővé. Másrészt e folyamat kísérleti és elméleti vizsgálata sokban hozzájárult az atommag felépítéséről és dinamikájáról alkotott nézeteink tisztázásához.

Előre bocsátunk néhány egyszerű megállapítást és definíciót. Ismeretes, hogy az összetett atommagok protonokból és neutronokból épülnek fel. Szokás e két részecskét közös néven *nukleonoknak* nevezni. Egy  $Z$  protonból és  $N$  neutronból álló mag tömegszáma  $A = N + Z$ . A  $Z$  szám azonos e kérdéses elem rendszámával. A következőkben egy  $X$  kémiai jelű elem magját az  ${}^A_Z X^A$  szimbólummal fogjuk jelölni, vagy egyszerűen az  $X^A$  jellel, hiszen a vegyjel  $Z$ -t egyértelműen meghatározza.

### I. A kötési energia félempirikus kifejezése

Az atommagot a nukleonok közötti erős vonzóerők teszik stabilá. E vonzóerőknek a következő, szempontunkból lényeges négy tulajdonságát jegezzük fel. Az első, hogy ezek a vonzóerők igen intenzívek, ami onnan is látszik, hogy az atommagok kötési energiája (l. tovább) kereken milliószor nagyobb, mint az atomok elektronburkának kötési energiája. Másodsor: két nukleon közötti kölcsönhatás a tapasztalat szerint független attól, hogy a két nukleon két proton, két neutron, vagy proton és neutron. (A magerőknek ezt a tulajdonságát töltésfüggetlenségnek szoktuk nevezni.)

A harmadik fontos tapasztalat, hogy a magerők igen rövid hatótávolságúak, ami azt jelenti, hogy hatásuk néhányszor  $10^{-13}$  cm távolságban praktikusán zérus, végül a negyedik lényeges tulajdonság, hogy akár a kémiai erők, a magerők is telítettek. Ez azt jelenti, hogy — mint később látni fogjuk — úgy látszik, mintha egy összetett atommagban kiválasztott nukleon nem lépne kölcsönhatásba a magban levő összes többi nukleonnal, hanem csak néhányval.

A magerők e sajátosságai plauzibilissé teszik azt a gyakran használt képet, melyben az atommag modelljeül egy folyadékcseppet használnak

(cseppmodell). A folyadék molekulái között ható erők ugyanis szintén rövid hatótávolságúak és telítettek.

A magerők telítettségével függ össze az a tapasztalati tény, hogy az atommagok térfogata a nukleonszámmal arányos. A kísérletek tanúsága szerint ugyanis egy körülbelül gömbalakúnak gondolt  $A$  tömegszámú mag  $R$  sugarát igen jó pontossággal szolgáltatja az

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (1)$$

összefüggés, hol  $r_0$  egy  $A$ -tól független állandó, melynek értéke:  $r_0 = 1,4-1,5 \cdot 10^{-13}$  cm. Az (1) formulából következik, hogy valamennyi atommag sűrűsége ugyanakkora, hiszen egy  $A$  tömegszámú mag  $\rho$  sűrűsége:

$$\rho = \frac{A}{V} = \frac{A}{\frac{4\pi}{3} R^3} = \frac{3}{4\pi r_0^3} \sim 10^{38} \frac{\text{nukleon}}{\text{cm}^3}$$

mint látjuk, független a tömegszámtól. Ezt a jelenséget egyébként sűrűségtelítettségnek szoktuk nevezni.

A magerők telítettségének nevezetes bizonyítéka az a tény, hogy a tapasztalat szerint a magok kötési energiája (az az energia, melyet közölnünk kell a maggal ahhoz, hogy alkotórészeire essen szét) — a legkönnyebb atommagok kivételével — arányos a nukleonszámmal. Könnyű belátni, hogy ez nem lehetne így, ha egy tetszőlegesen kiszemelt nukleon az összes többi nukleonnal tisztán vonzó kölcsönhatásban állana. A kötési energia ugyanis ekkor a kölcsönható nukleonpárok számával:  $\left(\frac{A}{2}\right) = \frac{A(A-1)}{2} \sim A^2$ -el

lenne arányos. Ez nincs így és éppen ezt a jelenséget nevezzük energiatelítettségnek. Az energia és sűrűségtelítettség jelenségei a legszorosabb összefüggésben vannak egymással.

Az energia és sűrűségtelítettség jelenségének oka ma még nincs teljesen tisztázva. Mi nem megyünk bele e kérdés részleteibe, hanem egyszerűen tudomásul vesszük a tényeket, s igyekszünk — a cseppmodell és más egyszerű kvantumelméleti megfontolásból kiindulva — egy olyan kifejezést előállítani, mely az energia és sűrűségtelítettség jelenségét visszatükrözi. A kifejezésben szereplő állandókat a tapasztalat segítségével fogjuk meghatározni.



A folyadékelméletben régóta ismeretes, hogy egy  $V$  térfogatú,  $F$  felületű folyadéksepp energiatartalma

$$-aV + \beta F \quad (2)$$

alakban állítható elő, ahol  $a$  és  $\beta$  állandók a molekulák közötti kölcsönhatás konkrét alakjából aránylag egyszerűen meghatározhatók.

A kifejezés értelme világos. Az első tag az ún. térfogati energia — mely negatív, mivel kötéstől van szó — a »főtag«, a második egy korrekció, mely arról ad számot, hogy a felületen levő molekulák hatásgömbjében kevesebb molekula található, mint egy a mag belsejében levő molekulában. Ez az elemi fizikából jólismert felületi feszültség jelenségének oka, s az  $F$  előtt álló állandó éppen a felületi feszültség állandója. A (2) formulát akarjuk az atommagra is alkalmazni anélkül, hogy az állandók elméleti meghatározásával törődnénk. E kifejezés annál inkább alkalmas a mag kötési energiájának meghatározására, mert ha a gömbalakúnak gondolt mag térfogatát  $\frac{4\pi}{3}R^3$  alakban írjuk, s  $R$  értékét

(1)-ből vesszük, hasonlóan az  $F = 4\pi R^2$  kifejezést is behelyettesítjük (1) figyelembevételével, kapjuk a  $W$  kötési energiára:

$$W = -a_1 A + a_2 A^{1/3} \quad (3)$$

hol  $a_1$ ,  $a_2$  az  $a$ ,  $\beta$  és  $r_0$  állandók energiadimenziójú kombinációi, s innen rögtön látszik, hogy a  $W$  tényleg  $A$ -val arányos, amint azt a tapasztalat is mutatja.

A (3) kifejezést tökéletesíthetjük, ha számot vetünk azzal, hogy a protonok között a mag-erőkön kívül rendes elektrosztatikus erő is hat, és pedig a protonok azonos töltése miatt taszító erő. Az ebből származó energiát a következőképpen számíthatjuk. Ismét gondoljuk el, hogy a protonok az  $R$  sugarú gömbben egyenletesen oszlanak el. E gömb elektromos energiáját az

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} = a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

kifejezés adja, hol  $e$  az elektromos elemi töltés. Ezt a tagot, természetesen pozitív előjellel a (3) kifejezéshez adjuk.

Egy következő jelentékeny tag, melyet eddig még nem vettünk figyelembe, a szimmetria effektust írja le, mely a Coulomb-erők és a kvantummechanikai ún. Pauli-féle elv együttes hatása következtében jön létre.

A legkönnyebb atommagoknál a legstabilabb izotópok egyenlő számban tartalmaznak protonokat és neutronokat. Ebből arra következtünk, hogy az atommagokban megvan a hajlandóság arra, hogy a rendszám és a neutronsám kiegyenlítődjék.

Nehezebb atommagoknál a neutronok száma jóval nagyobb a protonokénál, s ennek oka éppen a protonok elektromos taszítása. Ha a nehezebb

magokban több proton lenne, nagyon megnőne a Coulomb-energia, ami a mag stabilitását csökkenti.

Ugyanekkor azonban a neutronok és protonok számának a különbsége a kvantummechanikai Pauli-elv miatt szintén csökkenti a mag stabilitását, amit a kötési energiában figyelembe kell venni. A neutron-túlsúly jellemzésére vezetünk be a relatív neutrontöbblet fogalmát a következő definícióval:

$$n = \frac{N-Z}{A} = \frac{A-2Z}{A} \quad (4)$$

Az egy részecskére eső kötési energiához nyilván hozzá fog járulni valamilyen energiatag, mely a nagy neutrontöbblet vagy neutronhiány esetén nagy, kis neutrontöbblet vagy neutronhiány esetén kicsi lesz. Minimuma  $n = 0$  esetén van. Mivel  $n$  általában kicsiny szám, ezt az energiatagot parabolikus interpolációval  $a_4 n^2 A$  alakban vehetjük fel. (Ennek a görbének valóban  $n = 0$  esetén van minimuma, értéke ekkor zérus.)

Formulánkat teljesen komplettírozhatjuk, ha még egy kis, de a következőkben igen lényeges szerepet játszó effektust figyelembe veszünk. A magok kötési energiáinak, továbbá a stabil izotópok helyzetének vizsgálata arra a meglátásra vezet, hogy azok a magok, melyekben mind a proton, mind a neutronsám páros, relatíve stabilabbak, mint azok, melyekben a kétfajta nukleonszám közül az egyik páratlan, ám még ez utóbbiak is stabilabbak, mint azok a magok, melyekben mindkét nukleonfajta páratlan számmal van jelen (ezekből összesen négy stabil létezik a természetben).

Ezt az ún. párossági effektust egy — ugyancsak a tapasztalatból hozzászámított korrekciós taggal vehetjük figyelembe. Jele legyen  $\delta$ . Értékét a következőképpen kell megválasztanunk, hogy a tapasztalattal egyezésben maradjunk:

$$\delta = \begin{cases} -0.5 \text{ MeV, ha } Z \text{ és } N \text{ páros} \\ 0 \text{ MeV, ha } Z \text{ vagy } N \text{ páratlan} \\ 0.5 \text{ MeV, ha } Z \text{ és } N \text{ páratlan.} \end{cases}$$

Mindezek alapján az atommagok kötési energiáját a következő alakban állíthatjuk elő:

$$W(A, Z) = -a_1 A + a_2 A^{1/3} + a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_4 \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta \quad (5)$$

Tapasztalat szerint ez a kifejezés igen jól állítja elő a magok kötési energiáját, ha az  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $a_3$ ,  $a_4$  állandókat a következőképpen választjuk meg:

$$\begin{aligned} a_1 &= 14,66 \text{ MeV} \\ a_2 &= 15,4 \text{ MeV} \\ a_3 &= 0,602 \text{ MeV} \\ a_4 &= 21,32 \text{ MeV.} \end{aligned}$$



Az energiakifejezés végleges alakja tehát:

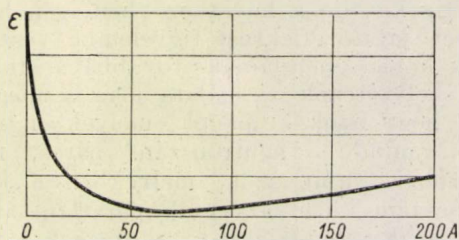
$$W(A, Z) = -14,66 A + 15,4 A^{2/3} + 0,602 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + 21,32 \frac{(A-2Z)^2}{A} + \delta$$

Ez a kifejezés, ha csak  $A > 5$  az összes ismert atommagok kötési energiáját  $\pm 3\%$  pontossággal állítja elő. Heurisztikus értéke igen nagy.

Írjuk végül át kifejezésünket úgy, hogy az egy nukleonra eső kötési energiát kapjuk meg, mint  $A$  és  $Z$  függvényét. E mennyiség lesz nyilván a mag stabilitásának mértéke. A fentiek alapján:

$$\varepsilon(A, Z) = -14,66 + 15,4 A^{-1/3} + 0,602 \frac{Z^2}{A^{4/3}} + 21,32 \frac{(A-2Z)^2}{A^2} + \frac{\delta}{A}$$

Az  $\varepsilon(A, Z)$  függvény menetét az 1. ábra szemlélteti. E görbéből egy sor fontos tényt olvashatunk le. Először is jól látható, hogy az egy nukleonra



1. ábra

eső kötési energia elég nagy tartományban kb állandó (7–9 MeV). A legkönnyebb és legnehezebb magok környékén e mennyiség abszolút értéke azonban csökken. A görbe menetéből látható, hogy az energia kezdetben (kicsiny  $A$ -knál)  $A$ -val körülbelül arányos, azután telítődik s értéke körülbelül állandó lesz.  $A = 50$ – $60$ -nál veszi fel a legnagyobb abszolút értéket, majd újra csökkenni kezd. Az egy nukleonra eső kötési energia e csökkenését (abszolút értékben) a protonok növekvő Coulomb-energiája okozza, mely a legnehezebb magoknál igen jelentőssé válik.

Az 1. ábrából leolvasható mármint az atommag energia nyerésének két elvileg lehetséges útja.  $A \ll 50$  elemeknél úgy nyerhetünk energiát, ha könnyű elemeket összeépítünk, míg nagy  $A$  értéknél éppen fordítva, a magok szétbontva jutnak stabilabb állapotba. Mi az utóbbi kérdéssel fogunk csak foglalkozni.

## II. A maghasadás jelensége

A legnehezebb atommagok széthasadásakor tehát energiafelszabadulás várható. Kérdés, hogy ez a folyamat milyen körülmények közt jöhet létre. Erre vonatkozólag az első felvilágosításokat a kísérletek szolgáltatták.

1934-ben Fermi természetes urániumot bombázott neutronokkal. A bombázás után számos  $\beta$ -aktív anyagot kapott, melyek egymásba átalakultak. Fermi arra gondolt, hogy a neutron befogott urániumból elektron kibocsátással uránnál nagyobb rendszámú elemek, transzuránok keletkeznek, melyekből azután újabb radioaktív család indul ki.

1939-ben Hahn és Strassmann kémiai vizsgálták meg az uránból neutronbefogáskor keletkező radioaktív elemeket. A kémiai analízisnél sikerült a  $\beta$ -aktív izotópot báriummal lecsapatni, de a báriumtól már semmi módon nem sikerült elválasztani. Ebből arra következtettek, hogy a báriumnak, tehát az urániumnál lényegesen könnyebb elemnek egy radioaktív izotópjával állanak szemben. Eszerint a neutron befogására keletkező ún. »közbenső mag« két könnyebb magra hasadt szét, melyek közül egyik a bárium. A töltésmegmaradás alapján könnyen kiszámítható volt, hogy a másik atommag egy kriptonizotóp.

Azóta sok hasadási folyamatot vizsgáltak meg. Kimutatható volt, hogy az uránium nem mindig báriumra és kriptonra hasad szét, hanem más kombinációk is előfordulnak. Sikerült azonkívül néhány más nehéz atommagot is hasadásra bírni. A hasadás létrejöttéhez a megfigyelések szerint néha az szükséges, hogy a bombázó, hasadást létrehozó részecske bizonyos értéknél nagyobb kinetikus energiával bírjon. Ezt úgy értelmezhetjük, hogy a bombázó részecske befogásával létrejövő véges élettartamú »közbenső magnak« elég magasan gerjesztett állapotba kell kerülnie ahhoz, hogy a hasadás létrejöhessen. A gerjesztési energiát a befogott részecske felszabaduló kötési energiáján kívül annak kinetikus energiája szolgáltatja.

A hasadás folyamán felszabaduló energia az eredeti atommag és a keletkezett magok kötési energiájának összehasonlításából számítható ki. Amennyivel nagyobb a keletkezett magok kötési energiáinak összege az eredeti mag kötési energiájánál, annyi energia szabadul fel a reakció során. Ilyen módon az (5) képletből 200 MeV körüli értéknek adódik a hasadásonként felszabaduló energia. Kalorimetrikus mérések 177 MeV energiát adtak. Ebben azonban nincs benne az áthatoló  $\gamma$ -sugárzás, a neutrínó-sugárzás, a fellépő neutronok és a hosszú felezési idejű  $\beta$ -sugárzás energiája, úgy, hogy az egyezés igen jónak mondható.

A hasadási folyamatnál a kiindulási mag olyan, amelyikben a neutronok száma jóval nagyobb a protonok számánál. (Pl. az  $U^{235}$ -ben 92 proton és 143 neutron van.) Ezzel szemben a keletkezett középnehéz magokban a protonok száma kb. megegyezik a neutronok számával. Ezért várható volt, hogy már magának a hasadásnak a pillanatában szabad neutronok is keletkeznek. Fermi és Joliot-Curie valóban ki is tudták mutatni e neutronok fellépését. A mérések szerint hasadá-



sonként átlag 2.3 neutron keletkezik. Ez a jelenség rendkívüli fontosságú, mert megnyitja annak a lehetőségét, hogy makroszkópikus anyagmenyiségen idézzünk elő hasadást és ilyenformán makroszkópikus energiameennyiséghez jussunk. Elérhetőnek látszik ui., hogy a hasadáskor keletkező neutronokat újabb magok hasítására használjuk fel. Az újabb hasadások még több neutron termelnek, ezek ismét több hasadást idéznek elő és így tovább. A lavinaszerűen szaporodó neutronok okozta hasadások mindaddig folyhatnak, amíg a hasadásképes anyagmenyiség el nem fogy. Az ilyen reakciósort nevezzük láncreakciónak.

### III. A hasadással szemben való stabilitás kérdése

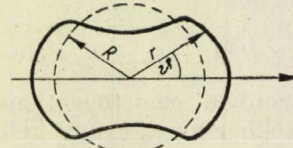
A maghasadás elméletét a cseppmodell alapján Bohr, Wheeler és Frenkel dolgozták ki még a hasadás felfedezésének évében, 1939-ben. Az a tény, hogy a természetben előforduló legnehezebb magok két részre való hasadásakor energia szabadul fel, de azok a magok önmaguktól mégsem hasadnak, csak valamilyen részecske befogása által felvett jelentős nagyságú kinetikus energia hatására, felveti a hasadással szemben való stabilitás feltételeinek kérdését.

Egy  $A$  tömegszámú,  $Z$  rendszámú atommag teljes kötési energiáját az (5) formula adja. E kifejezésben a felületi és a Coulomb-energia az atommag alakjától is függ, a többi energiát csak az atommag térfogatától és a proton-neutron aránytól függ. Ezért az adott összetételű (adott  $A$ -val és  $Z$ -vel jellemzett) atommag kötési energiája így írható:

$$W = W_0 + E_F + E_c = W_0 + \beta F + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}$$

hol  $W_0$  az alaktól független energiafajtákat foglalja össze (vö. (2) képlettel). A tárgyalandó elmélet szerint a hasadást a cseppmodell alapján lehet értelmezni. A hasadás felé az első lépés az atommag kis megnyúlása, a gömbalakú atommagnak ellipszoid-alakba való átmenetele. Ez a deformáció (adott magtérfogat mellett) a felület megnövekedését, ennek folytán a felületi energia megnövekedését idézi elő. Másrészt e megnyúlás folytán az atommag protonjai távolabb kerülnek egymástól, ezért az atommag Coulomb-energiája lecsökken. Ha mármint a megnyúlás által okozott Coulomb-energia csökkenés nagyobb mértékű, mint a felületi energia megnövekedése, akkor a megnyúlás által a mag potenciális energiája egyre csökken, az atommag energetikailag egyre kedvezőbb állapotokba kerül, míg végül bekövetkezik a hasadás. Az ilyen atommag hasadással szemben nem stabilis, ezért a természetben nem fordulhat elő. A hasadással szembeni stabilitás feltétele ezek szerint abból a követelményből határozható meg, hogy az atommag potenciális energiája kis deformációknál ne növekedjék, hanem csökkenjen.

Szorítkozzunk forgásszimmetrikus deformációkra, amilyen pl. a szivaralakú megnyúlás. Ekkor a deformációt egyértelműen le tudjuk írni, ha megadjuk a magfelület minden pontjának a mag középpontjától való  $r$  távolságát, mint e távolságnak a szimmetriatengellyel bezárt szögének függvényét (1. 2. ábra).



2. ábra

Ezt a függvényt sorbafejtjük. A sorfejtés alapját képező ortogonális függvényrendszernek a gömbfüggvényeket választjuk, mivel azok forgásszimmetria esetén a gömb felületén teljes függvényrendszert alkotnak. A sorfejtést a következő alakban vegyük fel:

$$r(\vartheta) = R \left[ 1 + \sum_{l=0}^{\infty} a_l P_l(\cos \vartheta) \right]$$

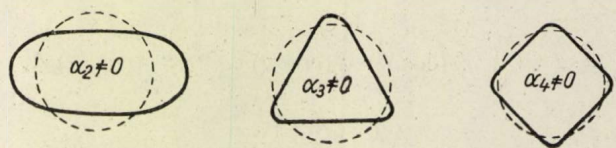
hol  $R$  a kezdeti, gömbalakú atommag sugara, melyre tehát igaz, hogy

$$V = \frac{4\pi}{3} R^3$$

a mag állandó térfogata. Vizsgáljuk meg az egyes kifejtési együtthatók szemléletes geometriai jelentését. Legyen pl.  $a_0 \neq 0$  a többi  $a_i = 0$ , akkor a magsugár

$$r = R(1 + a_0)$$

alakú. Látható ebből, hogy  $a_0$  a mag »felfúvódását« írhatja le: az alakot nem változtatja meg,



3. ábra

csak minden méretet arányosan megnövel (negatív előjel esetén lecsökkent). Ha pl.  $a_1 \neq 0$   $a_i = 0$  ( $i \neq 1$ ), akkor mivel  $P_1(\cos \vartheta) = \cos \vartheta$ ,

$$r(\vartheta) = R(1 + a_1 \cos \vartheta)$$

Látható innen, hogy ez az együttható az atommag minden alakváltozás nélküli eltolódását írja le. Ez az eltolódás nyilván nem okoz az atommag belső energiájában semmi változást, ezért a következőben figyelmen kívül hagyjuk.

Hasonló módon felírhatók és megrajzolhatók az  $a_2, a_3$  által jellemzett deformációk (3. ábra).

Látható ebből, hogy a bennünket elsősorban érdeklő, két részre való hasadást eredményező de-



formációt  $a_2$  írja le. Az  $a_3$  már három részre való hasadás felé vezet és ezért kevésbé fontos. (Egyszerű számítás megmutatja, hogy három részre való hasadás csak jóval nagyobb gerjesztési energiáknál valósulhat meg. Igen nagy energiájú részecskékkal azonban ilyen is sikerült létrehozni.) Az elmondott indokok alapján tehát a következő függvény által leírt deformációkat fogjuk megvizsgálni:

$$r(\vartheta) = R [1 + a_0 + a_2 P_2(\cos \vartheta)]. \quad (6)$$

Az  $a_2$  és  $a_0$  azonban nem függetlenek egymástól. Minden  $a_2$  értékhez az  $a_0$ -t úgy kell meghatározunk, hogy a magtérfogat állandó maradjon. Ezt a következő egyenletnek a fennállása biztosítja:

$$\begin{aligned} V = \frac{4\pi}{3} R^3 &= \int dV = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^{r(\vartheta)} r^2 \sin \vartheta dr d\vartheta d\varphi = \\ &= \frac{2\pi}{3} \int_0^\pi r^3(\vartheta) \cos \vartheta d\vartheta \end{aligned} \quad (7)$$

(6)-ot felhasználva (7) a következő alakot ölti:

$$\frac{1}{R^3} \int_0^1 r^3(x) dx = \int_0^1 [1 + a_0 + a_2 P_2(x)]^3 dx.$$

(Bevezettük a  $\cos \vartheta = x$  jelölést.) Ebből az egyenletből  $a_2$  minden értékéhez meghatározható egy olyan  $a_0$ , mely mellett a magtérfogat állandó marad.

A felületi energia is nagyobb nehézség nélkül adódik:

$$\begin{aligned} E_F = \beta F &= \beta \int df = \beta \int_0^{2\pi} \int_0^\pi r^2(\cos \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = \\ &= 2\pi\beta \int_0^\pi r^2(\cos \vartheta) d(\cos \vartheta) = 2\pi\beta \int_0^1 r^2(x) dx = \\ &= 2\pi\beta \int_0^1 [1 + a_0 + a_2 P_2(x)]^2 dx. \end{aligned}$$

(Itt  $F$  a mag teljes felületét jelenti, éppúgy, mint az előző pontban.)

Az integrál kiszámítása után megkaphatjuk a felületi energiát is mint  $a_0$  és  $a_2$  függvényét. A térfogat állandóságának követelményéből  $a_0$ -t is  $a_2$ -vel kifejezve  $E_F$  már csak  $a_2$ -től függ. Hasonló módon megkapható az  $E_c$  Coulomb-energia is. A fellelő integrálok gyakorlatban szükséges kiszámítását azzal tesszük lehetővé, hogy csak kis deformációkra szorítkozunk. Az energia-képletekben  $a_2$  első előforduló hatványa a négyzet, s a magasabb hatványokat elhanyagoljuk. Ilyenformán a deformált mag energiájára a következő kifejezés adódik:

$$\begin{aligned} E &= W_0 + E_F + E_c = \\ &= W_0 + 4\pi R^2 \beta \left(1 + \frac{2}{5} a_2^2 + \dots\right) + \\ &+ \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \left(1 - \frac{a_2^2}{5} + \dots\right). \end{aligned}$$

Az eredeti, gömbalakú atommag energiája

$$E^0 = W_0 + 4\pi R^2 \beta + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R}.$$

Az energiamegváltozás ezek alapján a hasadás folyamán a következő:

$$\begin{aligned} \Delta E = E - E^0 &= 4\pi R^2 \beta \frac{2}{5} a_2^2 - \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{R} \frac{a_2^2}{5} = \\ &= \frac{3}{25} \frac{e^2}{r_0} a_2^2 A^{2/3} \left( \frac{10}{e^2} \frac{4\pi r_0^3 \beta}{3} - \frac{Z^2}{A} \right) + \dots \end{aligned}$$

(Felhasználva az (1) összefüggést.)

A stabilitás feltétele mármint nyilván az, hogy a deformációval a mag potenciális energiája növekedjék:

$$\Delta E \geq 0$$

azaz

$$\frac{Z^2}{A} \geq \frac{10}{e^2} \frac{4\pi r_0^3 \beta}{3}.$$

Látjuk ebből, hogy a mag stabilitására jellemző adat a  $Z^2/A$  szám. E kritikus értékbe a tapasztalati megfigyelések  $r_0$  és  $\beta$  értékeit behelyettesítve azt kapjuk, hogy a stabilitási feltétel:

$$\frac{Z^2}{A} \leq 45,0 \quad (8)$$

Összehasonlítás kedvéért megadjuk néhány hasadási szempontból számításba jövő atommagra a  $Z^2/A$  értékét:

${}^{90}\text{Th}^{233}$	$Z^2/A = 34,5$	${}^{92}\text{U}^{235}$	$Z^2/A = 36,0$
${}^{92}\text{U}^{238}$	35,6	${}^{92}\text{U}^{233}$	36,3
${}^{91}\text{Pa}^{231}$	35,8	${}^{94}\text{Pu}^{240}$	36,8
${}^{93}\text{Np}^{240}$	36,0	${}^{94}\text{Pu}^{239}$	37,0.

Ez az összeállítás azt mutatja, hogy a jelenleg ismert legnehezebb elemek még igen stabilisak a spontán hasadás szempontjából, mert  $Z^2/A$  még elég messze esik a kritikus 45,0 értéktől. Egyben látjuk azt is, mely elemeknél várható, hogy a hasítás viszonylag könnyen előidézhető legyen.

A Bohr–Wheeler-féle hasadási feltételnek egy szemléletes jelentés is adható. Ha az atommag stabilis, azaz

$$\frac{Z^2}{A} \leq \frac{10}{e^2} \frac{4\pi r_0^3 \beta}{3}.$$



akkor az

$$E_c = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} \frac{Z^2}{A^{1/3}} =$$

$$= \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} A^{1/3} \frac{Z^2}{A} \leq \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} A^{1/3} \frac{4\pi r_0^3 \beta}{3} =$$

$$= 2 \cdot 4\pi r_0^2 \beta A^{2/3} = 2 E_F.$$

Látható ebből, hogy mindazon atommagok stabilisak hasadással szemben, amelyeknél a Coulomb-energia kisebb a felületi energia kétszeresénél.

#### IV. A gerjesztési küszöbenergia meghatározása

A természetben előforduló legnehezebb elemeknél, amelyeknél  $Z^2/A$  kisebb a kritikus 45 értéknél, a magnak igen kis megnyúlása a mag potenciális energiájának megnövekedését eredményezi: a Coulomb-energia nem csökken számottevő mértékben, a felületi energia viszont a gömbalak eltorzulása folytán megnő. Ezért az ilyen természetben előforduló elemek magjainak deformálásához energia szükséges. Ha egy ilyen folyamat során túl a Coulomb-energia rohamosan meginduló csökkenése miatt a potenciális energia csökken és leesik jóval (kb. 200 MeV-tal) az eredeti gömbalakhoz tartozó érték alá. (U. i. láttuk, hogy a kettéhasadt mag potenciális energiája ennivel kisebb az eredeti mag potenciális energiájánál.) Szemléletesen azt mondhatjuk, hogy az atommag egy igen magas hegy tetején egy kis »kráter«-ben foglal helyet. A »kráter« falának véges magassága okozza, hogy az atommag nem hasad magától, noha a hasadás végeredményben alacsonyabb energiaállapotba való átmenetet tenne lehetővé. (A »kráter« falának magassága természetesen csak akkor válik zérussá, amikor  $Z^2/A$  a kritikus 45 értéket eléri.)

Ha azonban a magnak egy kis energiát adunk, mely már nagyobb a »kráter« falának  $E_k$  magasságánál, akkor a mag kiléphet a kráterből és legurulhat a potenciálhegyen. A felszabaduló energia az eredetileg befektetett  $E_k$  energiának sokszorosát teszi ki.

Megjegyezzük, hogy gerjesztés nélkül is véges valószínűsége van annak, hogy az atommag a kráter fala által képezett potenciálgáton áthaladjon. Ezt a kvantummechanikai számításokból adódó »alagút-effektus« teszi lehetővé. Azonban az ilyen áthaladás valószínűsége igen kicsiny. A valószínűségnek zérustól különböző volta azt jelenti, hogy számolhatunk egy újfajta radioaktív bomláspussal, a spontán hasadással. Ezt sikerült is kimutatni. (Lásd erre vonatkozóan Keszthelyi Lajos cikkét a Fizikai Szemle 1955. áprilisi számában.) A spontán hasadás jelenségét Flerov és Petrzak fedezték fel 1940-ben.

A kritikus energiának,  $E_k$ -nak a kiszámítása igen egyszerű a legkönnyebb magoknál, ahol a felületi energiának van túlnyomó szerepe, nem a Coulomb-energiának. Ez esetben a potenciális energia növekedése mindaddig tart, amíg a deformálódó, majd hasadó mag felülete növekszik. A felület addig növekszik, míg a kezdetben egy

gömböt alkotó mag-anyag megnyúlás és befűződés után két egymással érintkező gömbbé alakul át. Számítsuk ki, mekkora az energia ebben az állapotban. Az energia összetevődik a két

$$R' = r_0 \left( \frac{A}{2} \right)^{1/3}$$

sugarú gömb térfogati és felületi energiáiból, az egyes gömbök saját Coulomb-energiájából és a két egymással érintkező gömb közötti Coulomb-energiából. (Utóbbi úgy számítható ki, hogy a két gömb töltését azok középpontjába, egymástól tehát  $2 R'$  távolságban egyesítjük.)

$$E^{(2)} = W_0 + 2 \cdot 4\pi r_0^2 \beta \left( \frac{A}{2} \right)^{2/3} +$$

$$+ 2 \cdot \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} \left( \frac{Z}{2} \right)^2 \left( \frac{A}{2} \right)^{-1/3} + \frac{e^2}{2 r_0} \left( \frac{Z}{2} \right)^2 \left( \frac{A}{2} \right)^{-1/3}.$$

Amennyivel ez az energia nagyobb az egyetlen gömböt alkotó mag  $E^{(1)}$  energiájánál,

$$E^{(1)} = W_0 + 4\pi r_0^2 \beta A^{2/3} + \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0^3} \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

értéknél, annyi az  $E_k$  kritikus energia:

$$E_k = E^{(2)} - E^{(1)} = 4\pi r_0^2 \beta A^{2/3} (2^{1/3} - 1) +$$

$$+ \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0} \frac{Z^2}{A^{1/3}} \left( 2^{-1/3} + \frac{5}{3} 2^{-2/3} - 1 \right).$$

A kritikus energiának a következő alakot adhatjuk:

$$E_k = E_c \left[ (2^{1/3} - 1) + \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{kr}} \left( 2^{1/3} + \frac{5}{3} 2^{-2/3} - 2 \right) \right].$$

( $E_c$  az eredeti mag felületi energiája,  $(Z^2/A)_{kr}$  pedig = 45, az előző fejezetben meghatározott érték.) Vezessük be a következő jelölést:

$$x = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{kr}}.$$

$x$  nyilván annak a mértéke, hogy mennyire stabil a mag hasadással szemben.  $x = 1$  értéknél a mag spontán hasadhat, azon alul csak megfelelő energiával történő gerjesztés esetén. Ezt felhasználva:

$$\frac{E_k}{E_F} = (2^{1/3} - 1) + \left( 2^{1/3} + \frac{5}{3} 2^{-2/3} - 2 \right) x.$$

Ha még

$$\frac{E_k}{E_F} = f(x)$$

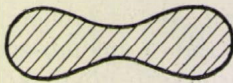
jelöljük és a zárójelben álló mennyiségek értékét kiszámítjuk, azt kapjuk, hogy

$$f(x) = 0,260 - 0,215 x.$$



Ilyen módon megkaptuk, hogy az  $f(x)$  függvény és ezen keresztül  $E_k$  hogyan függ  $x$ -től, vagyis a mag adataitól.

A függvény képe egyenes. Természetesen a kritikus energia  $x$ -függése csak könnyű magoknál, vagyis kis  $x$ -ekre ilyen, mert csak ezeknél hanyagolható el a Coulomb-energia szerepe a



4. ábra

felületi energia mellett. Azt, hogy  $f(x)$  nem végig a fenti képlet szerint változik, az a dolog is mutatja, hogy  $f(x) = 0$ , ha  $x = 1,2$ . Már pedig, amint láttuk, a kritikus energia nem ennél az értéknél válik zérussá, hanem az  $x = 1$  értéknél. Ez  $x$  definíciója alapján világos. Eredményünk tehát csak kis  $x$ -ekre használható. Olybá tekinthető, mint a pontos  $f(x)$  függvény  $x = 0$  hely közelében sorbafejtett alakjának első két tagja.

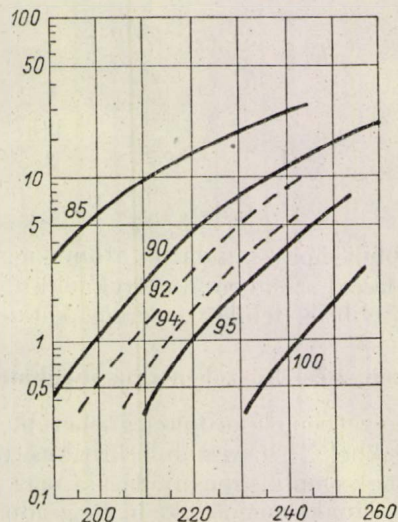
Az  $f(x)$  függvény menetét az egész  $0 \leq x \leq 1$  tartományban igen nehéz meghatározni a fellépő nagy matematikai nehézségek miatt. A megnyúlt és befűződött mag energiája a bonyolult alakok miatt nem számítható ki. Egy közbeeső állapotot tüntet fel rajzunk (4. ábra).

Könnyű azonban a kritikus energia meghatározása egész kis deformációknál. (A legnehezebb atommagoknál már kis deformációk is kritikusak lehetnek, már kis alakváltozással eléri a mag a potenciális energia maximumának megfelelő állapotot.) Ez az előzőekben vázolt módszer alkalmazásával végezhető el. A számítás természetesen itt is csak közelítő jellegű. Az  $E_k/E_c = f(x)$  függvényre a számítás véghezvitele a következő kifejezést adja:

$$f(x) = 0,8 (1 - x)^3 - 0,35 (1 - x)^4 + \dots$$

Ez a kifejezés jó, ha  $x \sim 1$ . Látható, hogy az  $x = 1$  helyen az  $E_k = 0$ .

Az eddigiekben az  $f(x)$  függvényt — mely a kritikus energiát állítja elő felületi energia egy-  
ségekben — két határesetben, az  $x \sim 0$  és  $x \sim 1$  értékek környékén határoztuk meg. Urániumra például, hol  $x \sim 0,8$ , az utóbbi közelítés elég jónak mondható. Az  $f(x)$  teljes menetének meghatározása egyáltalán nem egyszerű feladat. Frankel és Metropolis 1947-ben az Eniac nevű elektronikus számológép segítségével határozták meg az  $f(x)$  alakját. Számításuk eredményét mutatja az 5. ábra. Itt az abszcissza a tömegszám, az ordinátán a gerjesztési energia van felmérve MeV-ben. A különböző görbék különböző rendszámokhoz tartoznak. A számítás során a kvantummechanikai effektusok (alagút-effektus és a nukleonok ún. zéruspont energiája) nem lettek figyelembe véve. Ezek az effektusok  $E_k$ -nak az 5. ábrában adottnál valamivel kisebb értékéhez vezetnek.



5. ábra

Ismeretes a tapasztalatból, hogy termikus (ebben a vonatkozásban praktikusán zérus kinetikus energiájú) neutronok nem minden uránizotópon hoznak létre hasadást. Míg az  $U^{235}$  mag termikus neutronok befogásakor nagy valószínűséggel hasad, addig pl. az  $U^{238}$  mag  $< 1$  MeV energiájú neutronok befogásakor egyáltalában nem hasad.

Felmerülhet most a kérdés, hogy vajon ezt a tényt a fentiekben vázolt cseppmodell értelmezni tudja-e? Erre választ a gerjesztési energia vizsgálata adhat. Tekintsük először az  $U^{235}$  energiaviszonyait. A neutronbefogás után létrejövő mag energiatöbblete az (5) formula alapján

$$\Delta W = W(236,92) - W(235,92) = 6,73 \text{ MeV.}$$

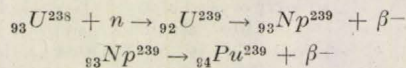
Ugyanakkor az 5. ábrából leolvasható, hogy ez elegendő a hasadás létrehozására.

Nézzük most az  $U^{238}$  esetét. Hasonló számítással kapjuk:

$$\Delta W = 5,42 \text{ MeV}$$

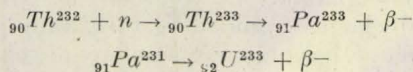
Az 5. ábrából látszik ismét, hogy ez jóval kisebb a gerjesztési energiánál, tehát az  $U^{238}$  termikus neutronok befogásával nem hasad. Ugyanilyen számítással lehet következtetni más elemek hasítóságának körülményeire. Például arra, hogy a  ${}_{94}\text{Pu}^{239}$  mag hasadás szempontjából egyenértékű az  $U^{235}$  maggal.

A  $Pu$  (plutónium) elemi nem fordul elő a természetben, előállítását atommáglában megy végbe az  $U^{238}$  rovasára, a következő folyamat eredményeképpen:



(Itt  $n$  a neutron,  $\beta^-$  a negatív elektron,  $Np$  a 93-as rendszámú transzurán neptunium vegyjele.)

Hasonlóan hasadóképes termikus neutronokra a természetben elő nem forduló  $U^{233}$  uránizotóp is. Előállítását thóriumból történik, a

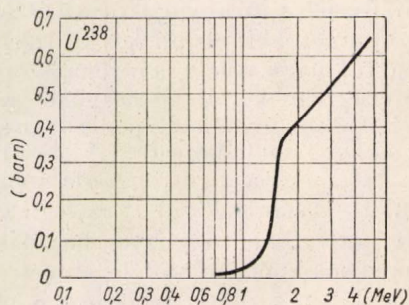


séma szerint.



## V. A hasadás egyes fontosabb tulajdonságai

Először a hasadás bekövetkezésének valószínűségével kívánunk foglalkozni. Az előzőkből kitűnt, hogy a hasadás bekövetkezéséhez számos magnál bizonyos küszöbenergia szükséges. A küszöbenergia nagyságát az (5) formulából ill. az 5.



6. ábra

ábrából leolvashatjuk. Természetes azonban, hogy a hasadás bekövetkezésének valószínűsége a küszöbenergia felett is függvénye lesz az energiának. A hasadás (mint minden magreakció) bekövetkezése valószínűségének abszolút mértéke a hatáskeresztmetszet.

Egy magreakció hatáskeresztmetszetét a következőképpen definiálhatjuk egyszerűen. Legyen a bombázott célpontanyagra irányított egyirányú részecskék áramának kezdeti intenzitása  $I_0$ , az anyagon való áthaladás utáni intenzitás  $I$ . Intenzitás alatt most az időegység alatt a felületegységen áthaladó részecskék számát értjük. Legyen a bombázott anyag vastagsága  $x$ , sűrűsége:  $N$  atom/cm<sup>3</sup>. Akkor az intenzitáscsökkenés mértéke  $\Delta x$  út után:  $\Delta I = -\alpha I \Delta x$ , hol az  $\alpha$  abszorpciós koefficiens nyilván arányos az  $N$  sűrűséggel. Vagyis:  $I = I_0 e^{-N\alpha x}$ , hol a  $\sigma$  cm<sup>2</sup> dimenziójú mennyiség a kérdéses reakció hatáskeresztmetszete. Szemléletes értelme: méri, hogy egy atommag mekkora »felületet foglal el« a kérdéses reakcióval szemben. A hatáskeresztmetszet egyége  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup> = 1 barn.

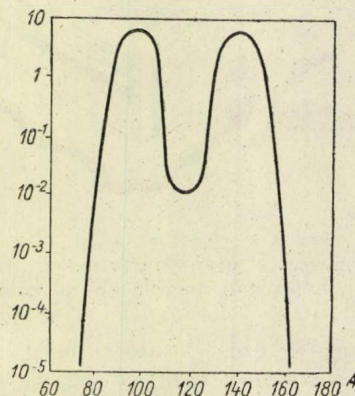
A 6. ábra a természetes urán hatáskeresztmetszetének energiafüggését mutatja, gyors neutronokra. A hatáskeresztmetszet sehol sem zérus, mert a természetes uránban mindig van, ha kevés is — kb 1/140 rész —  $U^{235}$  izotóp is, melynek hasítására, mint megmutattuk, nem szükséges neutronenergia. (Ugyanakkor az  $U^{235}$  hasadási hatáskeresztmetszete termikus neutronokra az ábrában adott értékekhez képest igen nagy, ~ 400 barn.) Szemléletesen látszik, a hatáskeresztmetszet értékének hirtelen növekedése a nagy tömegben jelenlevő  $U^{238}$  hasításának küszöb-

energiája (~ 1.1 MeV, mint az előző pontban mondottakból kiderül) felett.

Feljegyezhetjük még, hogy igen nagy energiájú neutronokra az  $U^{238}$  éppolyan — nem túl nagy — valószínűséggel hasad, mint az  $U^{235}$ .

Nagyenergiájú részecskék egyébként számos izotópon sikerült hasadást létrehozni. Még olyan, viszonylag könnyű magokon is, mint egyes  $Pb$ ,  $Bi$  izotópok. A hasadási keresztmetszet azonban ezekre a magokra általában igen kicsiny  $10^{-3}$ – $10^{-1}$  barn. Az utóbbi időben  $\pi$  mezonokkal is sikerült — mindenesetre igen kis hatáskeresztmetszettel — nehéz magokon hasadást előidézni.

Végül említsük fel a hasadási termékek egyes jellegzetes tulajdonságait; először a szembetűnően aszimmetrikus tömegeloszlást. A tapasztalati eredményeket a 7. ábra mutatja. Mint látjuk, a kinetikus hasadás valószínűsége igen kicsiny az aszimmetrikushoz képest. Ez a tény összefüggésben állhat a magok héjszerkezetével, bár világos elméleti magyarázata még vár magára. A hasadási termékek egyébként mindig nagy neutronfelesleggel rendelkeznek, s ezért egyrészt lehetetlen, hogy a hasadási termékek stabilak legyenek,



7. ábra

másrészt a hasadáskor azonnal fellépő, ún. prompt neutronok mellett a hasadási termékek késleltetett neutronokat is bocsátanak ki perces nagyságrendű időintervallumban. E késleltetett neutronok kibocsátásának ideje oly jellegzetes a hasadási termékekre, hogy ma már ezek megfigyelésével is lehet ezeket identifikálni.

Szamosi Géza

Magyar Tudományos Akadémia  
Központi Fizikai Kutató Intézete

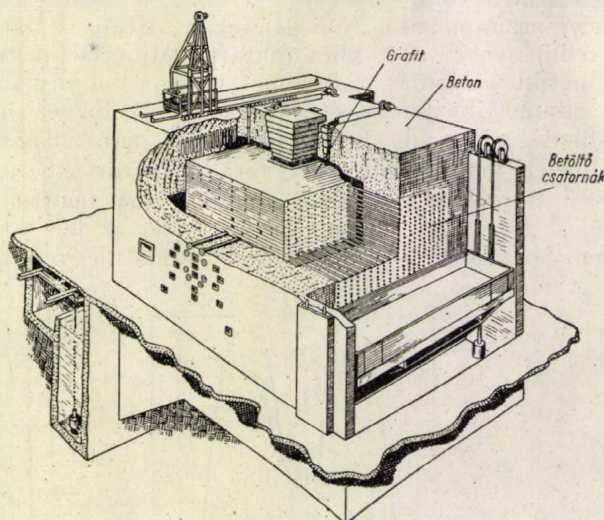


# Kísérleti reaktorok

Az elmúlt tizenhárom év alatt a reaktortechnika a termikus reaktorkonstrukció egész területét felderítette: az elérhető hasadó izotópok, neutronfékező és reflektáló anyagok majdnem minden hármas csoportja működik ma mint megépített, — és a maga nemében speciális előnyöket biztosító — reaktor.

Az első önfenntartó láncreakció megvalósításához Ferminek a következő tényeket kellett felismernie:

1. A természetes uránban (99,27%  $U^{238}$ , 0,72%  $U^{235}$ ) számottevő hasadási valószínűsége csak az



1. ábra. Természetes uránt tartalmazó, grafit lassítású, heterogén máglya elrendezése

$U^{235}$ -nek van, s ez a valószínűség csökkenő neutron energiával nő. Ezért az egyes hasadások alkalmával átlag 2MeV energiával keletkező 2–3 gyors neutron le kell lassítani.

2. A lassulás megszóródás révén történik s addig tart, míg a neutron a lassító közeggel termi-

kus egyensúlyba jut. Eközben azonban a fékező vagy hasadó anyagban a neutronok haszontalanul befogódhatnak, vagy a rendszer határfelületén megszökhetnek. Ezért a lassításnak gyorsan, azaz lehetőleg minél kisebb atomsúlyú közegben kell végbemenni. Ilyen lassító anyagul csak  $D_2O$ ,  $BeO$ ,  $C$  jöhetett szóba, a többi elemnek, köztük a hidrogénnek is, túl nagy volt a neutronabszorpciója. Nagy mennyiségben, kellő tisztaságban azonban csak grafit, hasadóanyagnak pedig természetes urán állt akkor rendelkezésre. A láncreakció fenntartása a máglya neutrongazdálkodásának sikerén múlott: azaz sikerül-e az egész máglyára nézve, átlagosan, az egyes hasadásokban keletkező neutronokból a különféle elnyelődési és máglyából való megszökési lehetőségek ellenére is megőrizni egyet a láncreakció továbbfolytatására? Az így kiadódó és az átlagolás miatt természetesen nem egész számot nevezik a máglya effektív többszörözési tényezőjének ( $k_{eff}$ ), a máglya működésének feltétele tehát:  $k_{eff} = 1$ .

3. Természetes urán és lassító közeg heterogén elrendezésével a lassulás közben levő neutronok viszonylag kevesebbet tartózkodnak a nagy elnyelési hatáskeresztmetszetű  $U^{238}$  atomok között, kisebb a neutronvesztés, s az elrendezés célszerű megválasztásával, ha igen nagy méretekben is, de sikerült  $k_{eff} = 1$ -et elérni (1942. dec. 2.) (1. ábra).

A fejlődés további útját lényegében a kellő mennyiségben és tisztaságban rendelkezésre álló nyersanyag szabta meg: a grafitmáglyák sokszáztonnányi anyagszükséglete után lényeges megtakarítást, nagyobb neutronsűrűséget jelentett (1944), amikor a sokkal kevésbé abszorbeáló, gyorsabban lassító nehézvízzel lehetett a grafitot felcserélni (2. ábra), (I. táblázat).

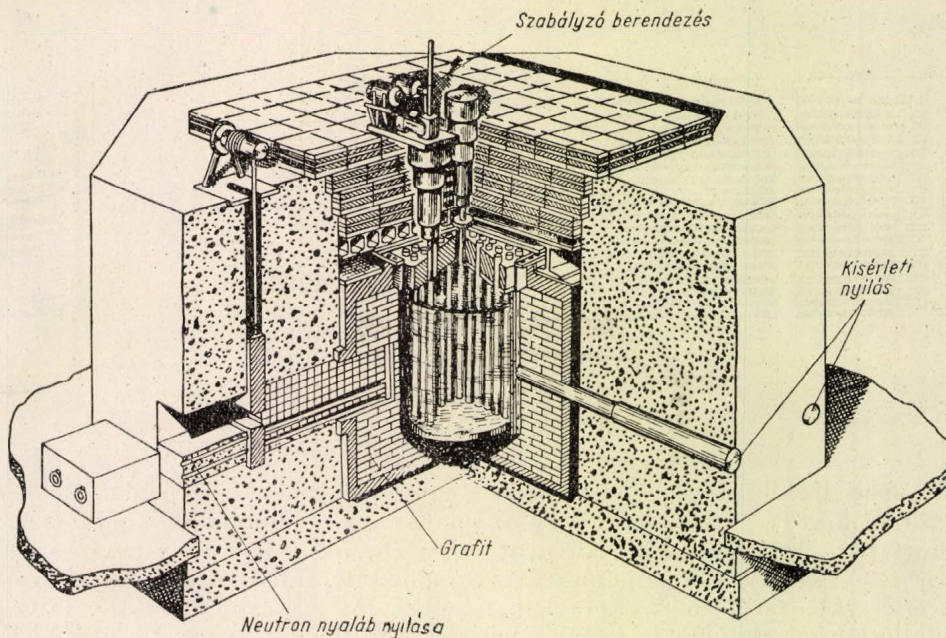
A diffúziós telepek segítségével kilogrammnyi mennyiségekben bedúsított  $U^{235}$  tárolási problémái sugallták a water-boiler reaktor (3. ábra)

I. táblázat. Különböző kísérleti reaktorok adatai

Hasadó anyag	Kivétel	Fékező anyag	Reflektor	Hűtés	Termikus fluxus*	Teljesítmény	Irodalmi utalás
Természetes urán 52 t	heterogén	grafit 505 t		levegő	$10^{12}$	1 MW	1
Természetes urán 10 t	heterogén	$D_2O$ 17 t	grafit	$D_2O$	$6 \cdot 10^{13}$	10 MW	2
Dúsított urán 90% 0,87 kg $U^{235}$	homogén	$H_2O$ 15 kg	$BeO$	$H_2O$	$1,7 \cdot 10^{12}$	4,5 kW	3
Dúsított urán 90% 2,2 kg $U^{235}$	heterogén	$D_2O$ 7 t	grafit	$D_2O$	$6 \cdot 10^{13}$	4 MW	4
Dúsított urán 10% 4,5 kg $U^{235}$	heterogén	$H_2O$	$H_2O$	$H_2O$	$2 \cdot 10^{13}$	2 MW	5
Dúsított urán 3,7 kg $U^{235}$	heterogén	$H_2O$	$BeO$ és grafit	$H_2O$	$4 \cdot 10^{14}$	30 MW	6

\* neutron/cm<sup>2</sup> sec. A neutronfluxus a neutronsűrűségnek és sebességnek a szorzata.





2. ábra. Természetes uránnal működő, nehézvíz lassítású máglya

első terveit (1944). Itt a többszörözés elég nagy méretek esetén a kettőt is meghaladhatja, s lehet a nagyabszorpciójú közönséges vizet fékezőnek használni.

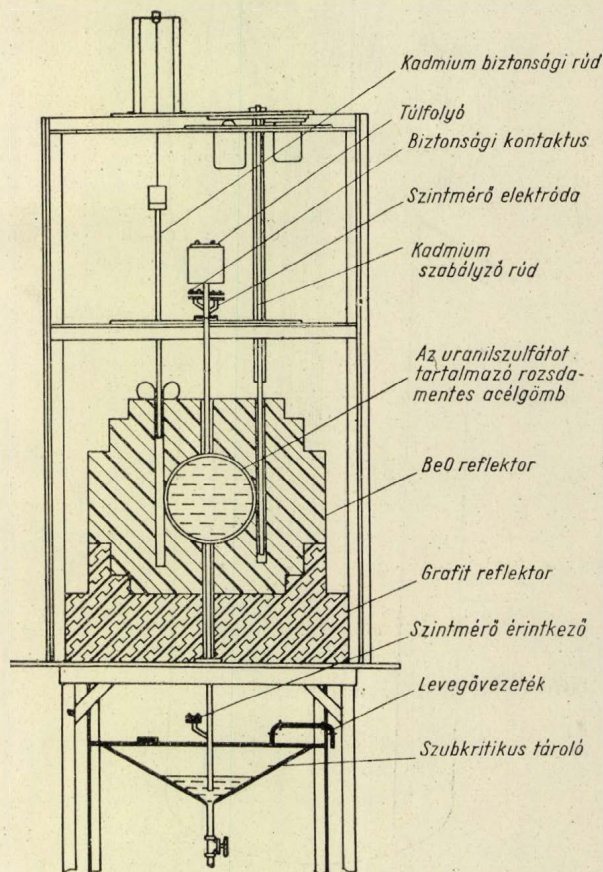
A neutronsűrűség fokozására, célszerűbb mérési körülmények kialakítására irányuló törekvések hozták létre az ún. pool-típusú reaktorokat (1947–52). Jellemzőjük a rendes víz fékezőbe heterogén módon, speciális tápelem alakjában elhelyezett nagydúsítású hasadóanyag (4. ábra).

Ezen fejlődés folyamán egy-egy új reaktor-típusnak természetszerűleg mindig a következő konstrukció megépítéséhez kellett elsősorban információt szolgáltatnia: hiszen a felmerülő elvi vagy mérnöki és technológiai problémák csak kísérlettel voltak elérhetőek. A water-boiler és pool-típusú reaktorok továbbfejlesztésével azonban lehetővé vált könnyen kezelhető, kisméretű reaktorok nagyobb számban való építése is, melyeknek elsődleges célja lehetett, hogy a reaktortechnikától, izotóp, hasadóanyag vagy energiatermeléstől távolálló kutatási ágakban is, mint önálló neutron vagy  $\gamma$  források működjenek. Ezen modern kísérleti reaktor típusok között szeretnénk most tájékozódni.

A felmerülő problémákkal legkönnyebben a demonstrációs célokra készült genfi akvárium reaktor tanulmányozása ismertet meg.

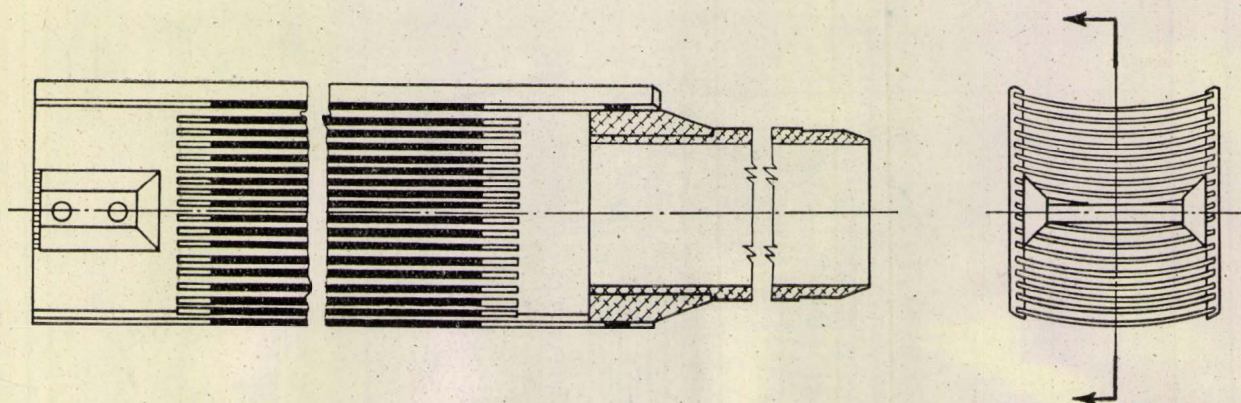
A reaktor (5. ábra), [7] földbesüllyesztett 48 m<sup>3</sup>-es tartályban foglal helyet, melynek alján szilárdan megfogva áll a 25 rácsszerűen elhelyezett tápelem. Föléjük kb. 5 méteres vízoszlop borul, amely tökéletes védelmet nyújt a  $\gamma$  és neutron sugarak ellen a 100 kW-os üzemeltetések alkalmával is. A reaktor normál üzeme 10 kW-os szinten történik. A tápelemek közé (6. ábra) nyúlik be a három bórkarbid szabályozó rúd és

egy természetes neutronforrás is van a rácspan elhelyezve (1–2 curie). A reaktor működéséről ionizációs kamrák adnak felvilágosítást (nagyobb teljesítményeknél áttetsző kékes fény keletkezik a vízben a tápelemek körül).



3. ábra. A water-boiler reaktor első elrendezése





4. ábra. Pool-típusú tápanyag-elem

A tápelemek speciális kiképzése — amely minden pool reaktornál közös — abban áll, hogy az erősen feldúsított (20–90%-ra) hasadó anyagot,  $UO_2$  alakjában nagy tisztaságú alumíniumporral finoman elkeverve (kb. 50%–50% arányban), vékony alumínium burkolattal ellátva, lemezekbe sajtolják, amelyeket aztán enyhén hajlítva a reaktor teljesítményének megfelelő számban, egy-

egy tápelemben összefognak. A hasadási termékeket az alumínium burkolat nem engedi a vízbe jutni, úgy hogy a vízbe lényegében csak radioaktív alumínium kerül, ez azonban kis aktivitás. Az akvárium reaktor tápanyag szükséglete 18 kg, melynek 20%-a  $U^{235}$ . A tápelem kiképzése annyiban közös a water-boilerrel, hogy a hasadó anyag erősen fel van hígítva (ott vízzel, itt alumíniummal). Sűrűbb elrendezésénél a tápanyag belső rétegeibe egyszerűen nem jutna neutron, mert azt a külső rétegben lévő  $U^{235}$  hasadásához mind elnyelné. A fémlemez kivitel azonban a hasadóanyagoldattal szemben igen sok előnnyel rendelkezik: sugárzás hatására nem bomlik szét, kevesebb a keletkező fajlagos hő, és sokkal jobb a hűtési viszonyok: a fékező közeg és egyben hűtővíz a tápelemek között és az egész tartályban szabadon cirkulálhat. Ezért sokkal nagyobb teljesítmény és neutronfluxus érhető el vele.

A fluxus időbeli viselkedését  $k_{eff}$  nagysága, illetve az ettől függő

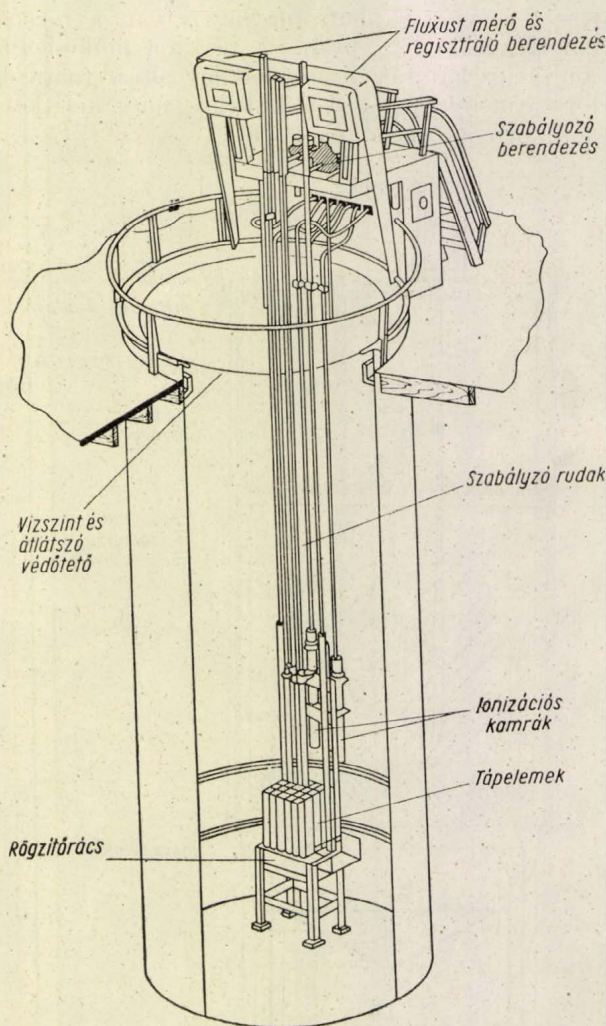
$$\rho = \frac{k_{eff} - 1}{k_{eff}}$$

reaktivitás határozza meg. Ha  $-1 < \rho < 0$ , nem marad fenn a láncreakció és a neutronsűrűség időben exponenciálisan tart valamely, a külső neutronforrások által meghatározott értékhez (erre visszatérünk még). A fluxus csökkenését az összes neutronok  $\beta = 0,75\%$ -aképpen keletkező késleltetett neutronok időállandója szabja meg. Ha  $0 < \rho < \beta$  akkor a fluxus hasonló időállandóval exponenciálisan nő:

$$\Phi = \Phi_0 e^{\frac{\rho}{\Lambda} t}$$

Ha  $\rho \rightarrow \beta$  akkor ez a  $T$  »periódus idő« egyre csökken, és ha  $\rho = \beta$  akkor  $10^{-2}$  sec nagyságrendű lesz: a reaktor ekkor »prompt kritikus«.  $T$  és kapcsolatáról tájékoztat a II. táblázat. Látható, hogy kényelmes szabályozáshoz nem célszerű  $0,3-0,5\%$   $\rho$ -nál többet alkalmazni.

Adott reaktornál a reaktivitás változik a hőmérséklettel (a rendszer abszorpciós és lassító sajátságai miatt) és ez az akvárium reaktornál,  $25-35^\circ C$  időjárás, illetve teljesítményokozta



5. ábra. Az akvárium reaktor



II. táblázat. Reaktivitás és reaktor periódus

$\rho$	T (sec)
+ 0,001	90
+ 0,002	31
+ 0,003	14
+ 0,004	5,9

hőfokváltozást feltételezve 0,1% reaktivitástöbbletet igényel. Ehhez járul még, hogy huzamosabb működés után az  $U^{235}$  tartalom fogy, »kiég«, s szaporodnak a hasadás nagy neutronabszorpciójú termékei ( $Xe^{135}$ ,  $Sa^{149}$ ). A reaktor fluxusának véges idő alatt való megnövelése is többlet reaktivitást kíván. Ezeket foglalja össze a III. táblázat. Látható, hogy a szükséges többlet reaktivitás kényelmes szabályozást tesz lehetővé. Ha kísérletek céljára is használnák a reaktort, akkor megváltoznék a helyzet. Egyéb pool-típusú reaktoroknál a kísérleti tárgyak abszorpciója, stb. egészen 2% többletreaktivitást is követelhet!

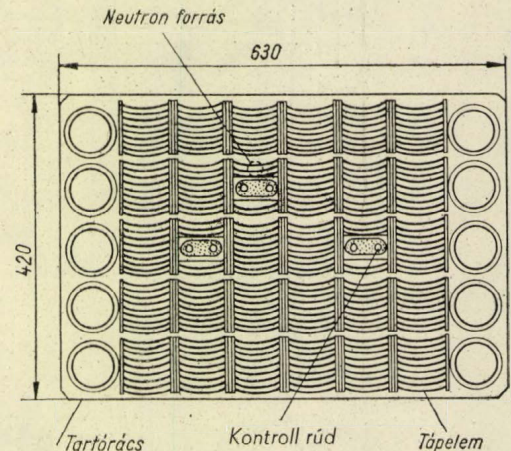
III. táblázat. Az akvárium reaktor reaktivitás tartaléka

Működtetéshez szükséges	0,0015
Xenon mérgezésre	0,0005
Hőfok változásra (20–35° C)	0,001
	0,0030

A reaktorba nyúló bórkarbid rudak abszorpciója oly nagy, hogy mindegyikük 2% reaktivitást emészt fel. Velük szabályozható a reaktor teljesítménye: ha teljesen leengedjük őket, akkor  $k_{eff} \approx 0,95$  lévén a láncreakció megszakad. A neutronforrás bizonyos fokig pótolja most a láncreakcióból hiányzó neutronokat, a rendszer mint neutronerősítő működik [8], s ez adott  $\rho$ -nál egy meghatározott neutronsűrűséget biztosít. A neutronforrást elvéve, a fluxus a kozmikus és spontán bomlásból származó egész kis értékre csökkenne le, jóval alacsonyabbra a műszerek

érzékenységénél, s ebben a tartományban a beindítás a nagy statisztikus ingadozások miatt igen nehézkes lenne. Ezért mindig neutronforrással kell a fluxust a névleges teljesítmény kb.  $10^{-11}$ -szeresére felelni.

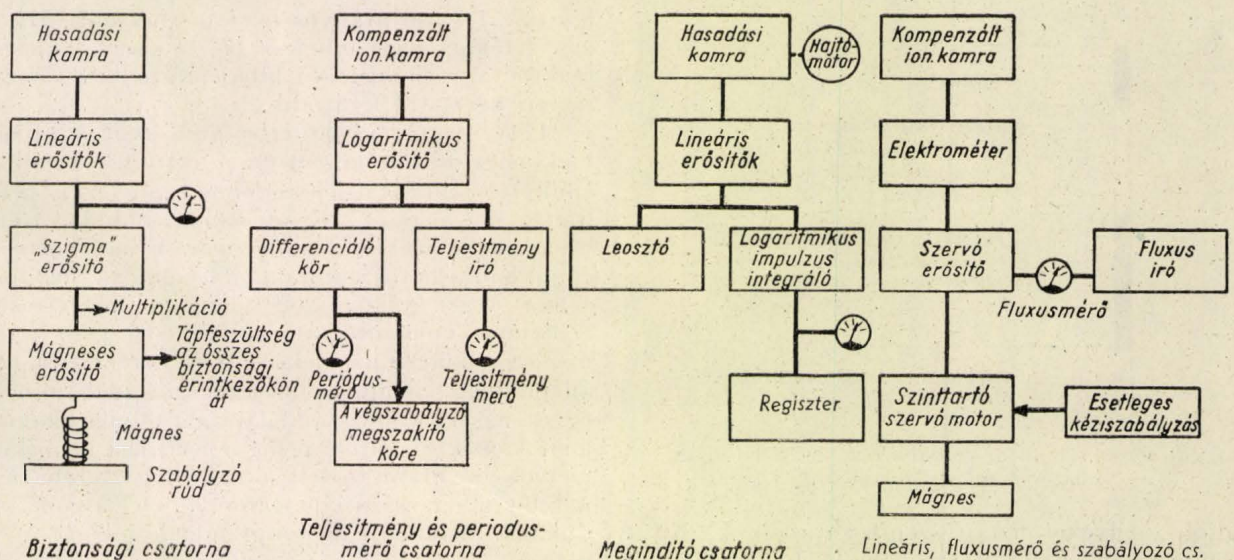
A szabályzó rudak meghajtó szerkezetükhöz elektromágnessel csatlakoznak, melyek áramait egy keverő-(ún. szigma), és mágneses-erősítő rendszer táplálja: vészjel vagy külső áramzavar esetén a rudak a reaktorba esnek, s lezárják a reaktort. Mozgatásuk egyébként szervomotorok segítségével történik.



6. ábra. A tápelemek és szabályzó rudak által alkotott tápanyag-rács

A reaktor biztonsági és vezérlő berendezései négy csoportban vannak elhelyezve (7. ábra).

1. A biztonsági csatornák (3 drb.), a 8. ábrán látható ionizációs kamrák áramát használják fel s lezárják a reaktort, ha a neutron és  $\gamma$  fluxus meghaladja a névleges érték egy előre meghatározott többszörösét. Ezek a nagyfelületű, bór-al bevont elektródájú ionizációs kamrák a



7. ábra. A szabályzó és biztonsági berendezések elrendezése



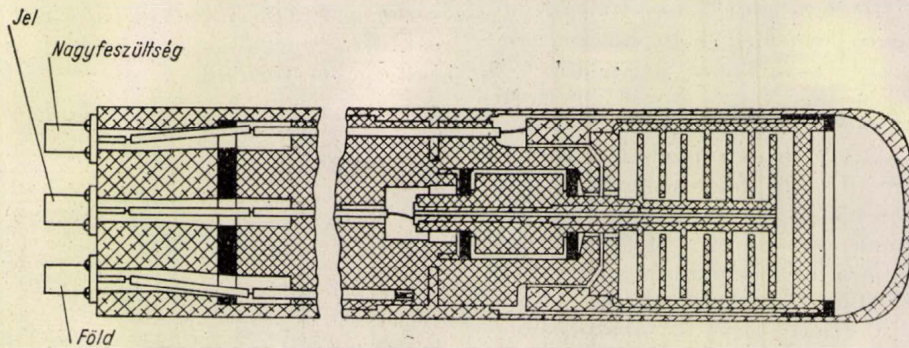
$B^{10}(n,\alpha)Li^7$  reakciót használják fel, emiatt főképpen neutronokra érzékenyek, azonban a  $\gamma$  sugárzás keltette elektronáramot is méri.

Ez a csatorna a reaktor legfőbb biztonsági szerve.

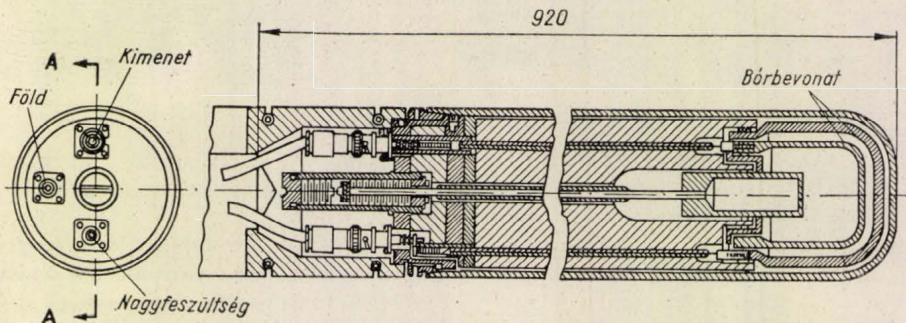
2. A neutronfluxus és teljesítmény pontos mérése és beállítása céljára kompenzált ionizációs kamrát (9. ábra) használnak. A  $\gamma$  sugarak hatását

A fluxus mérését hiteles elektrométer, beállítását és állandó szinten tartását, az előre beállítható teljesítmény szinteken, szervorendszer, vagy kézisabályozás végzi.

3. A reaktor periódus idejének mérése biztonsági okokból nélkülözhetetlen: ha a reaktor-periódus a szervorendszer tehetetlenségi ideje (kb. 30 msec) alá csökkenne, lehetetlenné válna



8. ábra. A biztonsági csatornában alkalmazott bór bevonatú ionizációs kamra

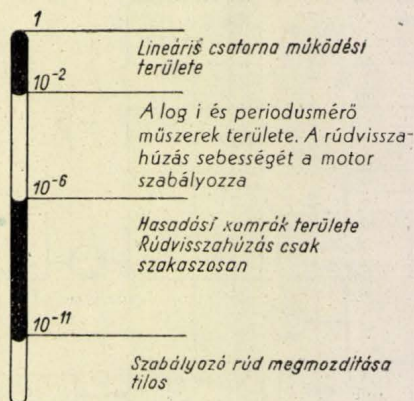


9. ábra. Kompenzált,  $\gamma$  háttérre érzéketlen, bór bevonatú ionizációs kamra

úgy lehet kiküszöbölni, hogy a belső, bórbevonat nélküli és a külső kamra tiszta  $\gamma$  sugárzás hatására, a belső térfogat változtatásával, egyenlő áramot

a katasztrófa megakadályozása. Ezért egy másik kompenzált borkamra áramát logaritmikus erősítőn és differenciáló körön át vezetjük, hogy így egy  $1/T$ -vel arányos jelet mérhessünk. Ha ez egy értéknél nagyobb lesz ( $T < 5$  sec), akkor a reaktor a periódusmérő hibajelére a keverőrendszeren keresztül lezáródik.

4. A reaktor gyakori beindításakor a tápelemekben visszamaradó nagy  $\gamma$  aktivitás az eddig említett kamrákkal lehetetlenné tenné a kis neutronfluxus mérését. Ezért külön indítási célra, hasadási kamrákat alkalmaznak. Ezek konstrukciójukban a bóros kamrákhoz hasonlóak, azonban a bórteveget vékony  $U^{235}$  bevonat helyettesíti. A kamrát nem integráló kamraként, azaz árammérésre, hanem az elektronikus berendezés időállandóinak alkalmas megválasztásával minden egyes hasadás megszámlálására, impulzuskamraként képzik ki. Mivel pedig a hasadási termékek, melyek az uránrétegből a kamra gázterébe lépnek, minden zavaró háttérnél ( $\gamma$ -elektronok, indukált aktivitás) nagyságrenddel jobban ionizálnak, egész kis neutronintenzitás mérésére alkalmazhatók. A hasadási kamrák nagy mérés-határt úgy nyernek, hogy jeleiket logaritmus



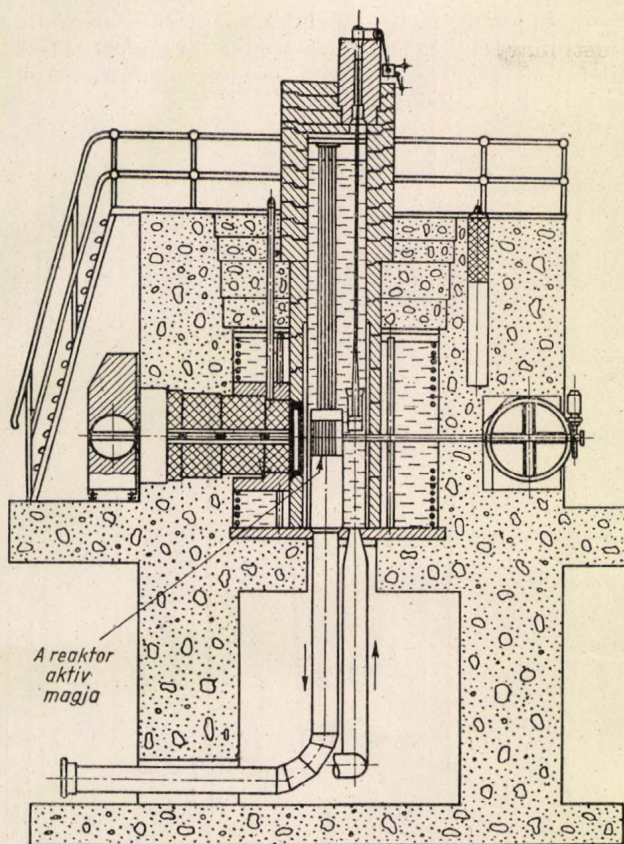
10. ábra. A reaktor szabályozásához felhasznált műszerek mérési tartománya

adjon, melyeket aztán szembekapcsolunk. Ez a kompenzáció nagy neutronfluxusoknál igen jó, azonban a névleges fluxus  $10^{-5}$  értékénél már nem használható.



impulzus integráló számlálja, helyüket pedig a szabályzórudak mozgatásához hasonló motorokkal változtatni lehet: illetve a mérendő fluxus csökkenésével automatikusan közelednek a tápelemekhez.

Gondoskodás történik arról is, hogy a kezelő hibájából baj ne keletkezzék: egyszerre nem lehet visszahúzni mindhárom rudat, s a visszahúzási sebesség is automatikusan korlátozott. A reaktor



11. ábra. Nagyteljesítményű kísérleti reaktor

körül sugármérő műszerek vannak elhelyezve, melyek mind vészjelet adhatnak a keverő rendszerbe, melynek feladata, hogy osztályozza és súlyozza a különböző helyekről jött vészjeleket és azoknak megfelelően gondoskodik a durva szabályzórudak motorikus visszaengedéséről illetve teljes elengedésükről.

A szabályzó és ellenőrző rendszerbe épített műszerek mérési határait a 10. ábra mutatja.

Lényegében minden kísérleti reaktor kontroll berendezése ezen elemeket tartalmazza, számuk és működési sebességük azonban a szabályozandó teljesítménytől függ.

Ma kísérleti reaktorok csak dúsított uránnal épülnek már. Elérhetőségük lehetővé tette, hogy igen sok kutatási ágban nélkülözhetetlen sugárforrássá váljanak (szilárd testek fizikája, rádiokémia, kvantitatív analízis, biológia stb.), s bár mindegyik lényegében önálló felépítésű reaktort kíván, mégis beszélhetünk kialakult, közös

követelményekről. A kísérleti reaktor legyen alkalmas minél több önálló, független mérés folytatására, azaz rendelkezze minél több független kísérleti nyílással (egyes reaktoroknál egész 100-ig terjed a számuk), csőpostával, többfajta energiájú neutronsugarakkal. A besugárzandó tárgyak mérete legyen minél kevésbé korlátozott. Ugyanakkor teljesítménye, ára, terjedelme ne legyen túl nagy, kényelmesen és maximális biztonsággal legyen működtethető.

A kísérleti reaktorok fluxusa legyen a  $0,6 - 2,10^{13}$  neutron/cm<sup>2</sup>sec határok között.

Mindezen, lényegében ellentmondó követelményeknek legjobban a pool-típusú reaktorok felelnek meg. (Bár újabban a water-boilerral is elérték az  $5 \cdot 10^{12}$  fluxust [9]).

Egy legmodernebb kísérleti reaktor keresztmetszetét láthatjuk a 11. ábrán. A reaktor lényegében pool-típusú, azonban a nagy fluxust a reflektor és a nagy teljesítmény teszi lehetővé. Ennek elvezetésére kívülről táplált vízhűtés szükséges. A reaktor védelme speciális (nagy abszorpciójú) betonnal történik. Ezt a típust a Szovjetunió terjesztette a genfi atomenergia-értekezlet elé. Valószínűnek látszik, hogy ehhez hasonló lesz az a reaktor is, melyet a Szovjetunió Magyarország rendelkezésére bocsát.

A neutronfluxus  $10^{14}$  neutron/cm<sup>2</sup>sec érték fölé való emelése csak egy egészen különleges módon szerkesztett, pool-típusú reaktorról sikerült. (Ennek a konstrukciós törekvéseiből fejlődött ki az egész típus). Itt BeO és grafit öleli körül a vízbe mártott rácsszerű magot (I. táblázat 6.). A  $10^{13} - 10^{15}$  terjedő fluxus tartományban azonban az árak rohamosan nőnek: a tápelemekből hamar kiég az urán, a nagy sugárzást pedig csak különleges szerkezeti anyagok bírják. A kísérleti reaktor elterjedt típusa ezért nem törekszik a  $10^{13}$ -as fluxus fölé, hisz a kutatások legfinomabb részleteit egy nagyfluxusú reaktor is el tudja látni, az »átlag« reaktor pedig a napról-napra szélesedő vizsgálatokhoz az említett fluxus értékkel ma kiválóan megfelel.

A termikus reaktor konstrukció köre nagyjából lezártnak tekinthető. Nagyságrendekkel nagyobb fluxus értékekhez bizonyára más módszerekkel fogunk jutni.

Neszmélyi András

Magyar Tudományos Akadémia  
Központi Fizikai Kutató Intézete

#### IRODALOM

- 1., 2. Reactor catalogue Nucleonics 1952/3, 10. o. 1953/6, 65. o.
3. Design and Description of Water Boiler Reactors. Genf 1955. 8/P/488.
4. C. P. 5. Argonne Research Reactor. Genf 1955. 8/P/861
5. A 2,000 kW Thermal Power Nuclear Reactor for Research Purposes. Genf 1955. 8/P/622
6. Material Testing Reactor. Nucleonics 1954/4, 20. o.
7. Sel. Ref. Mat. Vol. 1. Genf 1955.
8. Neszmélyi: Neutronerősítők. KFKI Közlemények 1955/6
9. Test Tube Research Reactor Nucleonics 1955/11, 72. o.



## A radioizotópok felhasználásáról

A radioaktív sugárzásokat kibocsájtó elemeknek ma már rendkívül széles skáláját ismerjük. Minden elemnek sikerült legalább egy, de sok esetben 10–15, sőt egyes elemeknek, pl. antimon, technécium, 20 különböző radioizotópját is előállítani. A radioizotópok bomlási félideje sok esetben olyan rövid, hogy kizárja az izotóp bármiféle felhasználását. Így pl. számos vizsgálat szempontjából rendkívül fontos elemeknek, mint pl. az oxigén, nitrogén, alumínium, magnézium, sajnos nincsenek 10 percnél hosszabb felezési idejű izotópjaik. Legtöbb elemnek azonban előállítható mind a kibocsájtásra kerülő sugárzás, mind pedig a felezési idő szempontjából kedvező sajátságokkal rendelkező izotópjuk, amelyek a tudományos kutatások és gyakorlati felhasználások terén egyaránt új lehetőségek felé nyitottak utat.

A radioizotópok alkalmazása már eddig is a biológiai, kémiai, orvosi, fizikai, metallurgiai, geofizikai, ipari, mezőgazdasági, bányászati, stb. kutatások és gyakorlati alkalmazások oly sok területén indult meg, hogy azok felsorolására természetesen gondolnunk sem lehet. A következőkben csupán a legfontosabb alkalmazási lehetőségekből kiragadott egyes példákat szeretnénk ismertetni a felhasználás elvi alapjai szerint a következő csoportosításban:

A) A radioizotópokkal mint nyomjelzőkkel kapcsolatos alkalmazások.

B) Az izotópok által kibocsájtott sugárzási energiák felhasználása.

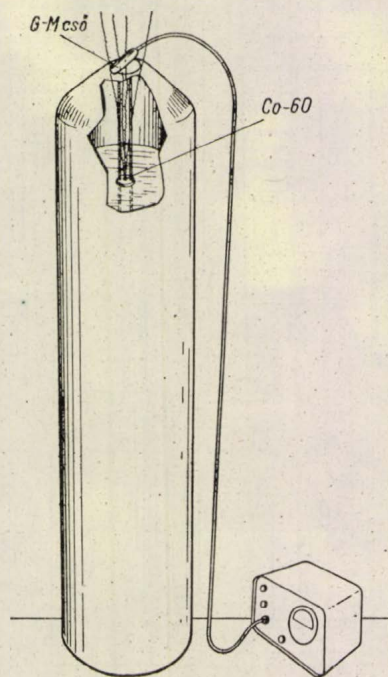
C) A sugárelnyelődésen illetve szóródáson alapuló vizsgálati módszerek.

### A) Radioizotópok mint nyomjelzők

1. *Folyadékszint meghatározása zárt tartályokban.* Zárt tartályban a folyadékszint magasságát bármikor meghatározhatjuk oly módon, hogy egy kis csőnakban gamma sugárzó izotópot helyezünk a folyadék felszínére és ezzel azt mintegy megjelöljük. Két függőlegesen kifeszített huzal biztosítja, hogy a csőnek állandóan közepén helyezkedjék el. A tartály felett elhelyezett sugármérő készülék a csőnek közeledését, illetve távolodását a gamma sugár intenzitásának a növekedésével illetve csökkenésével közvetlenül jelzi. A mérőberendezés műszerskáláját a folyadékszint magasságának megfelelően centiméterekben kalibrálhatjuk be. E célra igen alkalmas izotóp a Co-60, amelynek két, nagyáthatoló képességű gamma komponense van, 1,17 illetve 1,33 MeV-os energiával és felezési ideje is (5,3 év) elég hosszú ahhoz, hogy legfeljebb csak havonta kelljen a korrekciós faktoron változtatni. Minthogy a sugárforrás és mérőberendezés között csak a tartályfal abszorpciójával kell számolnunk, aránylag kis mennyiségű izotópot alkalmazhatunk, leg-

több esetben külön sugárvédelemre nincsen szükség (1. ábra).

2. *Kohók falvastagságának ellenőrzése.* Egy másik példa a makroszkopikus nyomjelzésre a kohók falvastagságának időszakos ellenőrzése. A nagy-kohókban, mint ismeretes, folyamatosan végzik az olvasztást és bizony nehéz megállapítani, hogy a tűzálló téglafal mennyire használódott már el. A túlságosan elvékonyodott falak, illetve fenék viszont igen komoly üzemzavaroknak lehet a forrása.



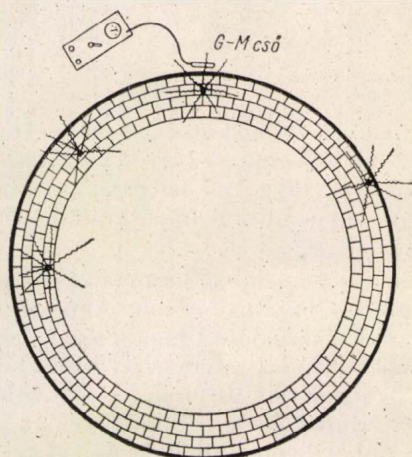
1. ábra

Ha azonban a kohók építéskor annak falába különböző helyeken különböző mélységekbe gamma sugárzó izotópokat, pl. Co-60-as golyócskákat építünk be, akkor amint a kohók fala elvékonyodik, legelőször a belső felszínhez legközelebb eső golyócska fog kiszabadulni és belekerülni az olvadékba, majd egymás után az egyre mélyebben fekvők. Amennyiben tehát a golyócskák annyi Co-60 izotópot tartalmaznak, hogy gamma sugárzásuk a kohófalon kívül, hordozható sugármérő készülékkel jól kimutatható, akkor a kérdéses helyeken a gamma sugárzás eltűnéséből a kohófalnak a golyócska mélységéig való elhasználódására következtethetünk. Így állandóan nyomon tudjuk követni a kohófal elvékonyodását (2. ábra).

A nagy-kohók falai 50–100 cm vastagságot is elérnek, amennyiben tehát a belső felszín közelébe eső rétegek megjelölésétől el is tekintünk, még mindig igen jelentős abszorpciós rétegvastagsággal kell számolnunk. Így legalábbis a külső



felszíntől nagyobb távolságokba kerülő téglákba nagyobb izotóp mennyiségeket kell elhelyeznünk. Igaz viszont, hogy mivel nem mérésről, hanem csupán a sugárforrás jelenlétének illetve jelen nem létének a megállapításáról van szó, az észlelés helyén olyan egész kicsi sugárintenzitásokkal — 0,1–0,2 mr/hr — is megelégedhetünk, aminek pontos mérése hosszabb időt venne igénybe. Az alkalmazandó izotóp mennyiségek kiszámítása egyrészt a sugárintenzitás négyzetes fogyásának figyelembevételével történik, kiindulva abból, hogy 1 mC Co-60 1 cm távolságban 1 óra alatt 13,5 r gamma sugármennyiséget szolgáltat, másrészt az egyes anyagok rétegvastagságának megfelelő abszorpciós faktorokat kell figyelembe vennünk.

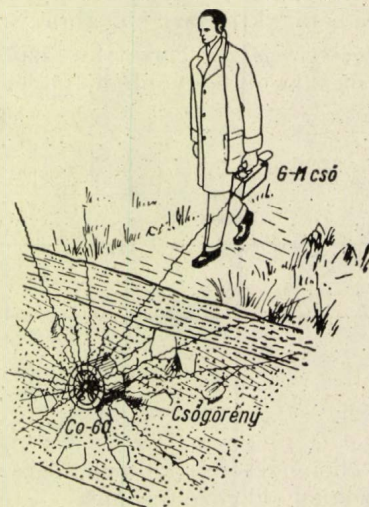


2. ábra

A már említett kis sugárintenzitások következtében magánál a kohónál a cobalt-golyócskák beépítése után sugárvédelmi kérdések már nem merülnek ugyan fel, annál inkább figyelembe kell azonban venni az olvadéknak cobalttal fertőzött voltát. A vas felhasználása a kibocsátott sugárintenzitásnak megfelelően korlátozandó.

3. *Csőgörény keresés.* Ismeretes, hogy az olaj távvezetékek belső keresztmetszete a falakra történő lerakódások következtében fokozatosan csökken. Ezért időnként a csővezetékben úgynevezett csőgörényt szokás jártni, amely rúgók által a csőfalhoz szorított acélkarmaival állandóan kaparja, tisztítja a csőfalat és így megakadályozza annak megvastagodását. Előfordul olykor, hogy ez a csőgörény valamilyen okból kifolyólag elakad és ezáltal akadályozza az olaj áramlását is. Megkeresése természetesen igen nagy munkát jelent. Ha ilyenkor egy másik, gamma sugárzó izotóppal töltött csőgörényt küldünk végig a csővezetéken, ez nyilván ugyanott szintén meg fog akadni, helyét azonban hordozható sugázmérő készülékkel a kibocsátott gamma sugárzás észlelésével könnyen megállapíthatjuk. Így csupán egy helyen szükséges a csővezeték kibontani és az elakadt csőgörényt kiszabadítani (3. ábra).

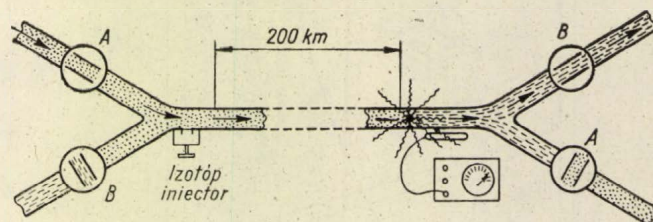
Minthogy a csővezetékek a föld felszíne alatt mintegy 100–130 cm mélyen húzódnak, igen jelentős abszorpcióval kell számolnunk és ennek megfelelően aránylag nagy izotóp mennyiséget kell a csőgörénybe helyezni. Co-60-as izotóp esetén mintegy 300–500 mC-nyi mennyiségre van szükség és még ebben az esetben is aránylag pontosan a csővezeték felett kell a sugázmérő



3. ábra

készülékkel haladnunk, nehogy a ferde irányban kilépő gamma sugarakat a még vastagabb földréteg elnyelje. Detektáló készüléknek hordozható GM csöves készüléket használhatunk a legérzékenyebb — 0,2 mr/hr — mérési határral. A csővezeték kiásását a nagyobb mennyiségű izotóp miatt attól kissé távolabb úgy kell végezni, hogy állandóan legalább 1 m-es földréteg biztosítsa a sugárvédelmet.

4. *Olajok megjelölése.* Gyakran ugyanazon az olajvezetéken egymásután különböző minőségű olajok kerülnek továbbításra. Fontos, hogy a csővezeték végéhez megérkező új olajféleség új tartályba is jusson. Ez azáltal biztosítható, hogy az új olajféleség betáplálásánál gamma sugárzó izotóp injektálásával mintegy megjelöljük a kétféle olaj határfelületét. A csővezeték túlsó végén levő elágazás előtt sugázmérő készülék jelzi (4. ábra) az izotóp megérkezését, mire az



4. ábra

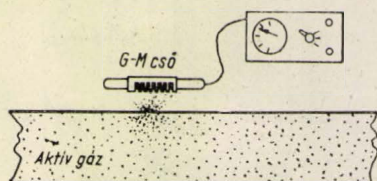
olajáramlás a csapok átváltásával a megfelelő tartályba átirányítható.

5. *Lyukkeresés csővezetéseken.* Radioaktív gázokat felhasználhatunk csővezetéseken keletke-



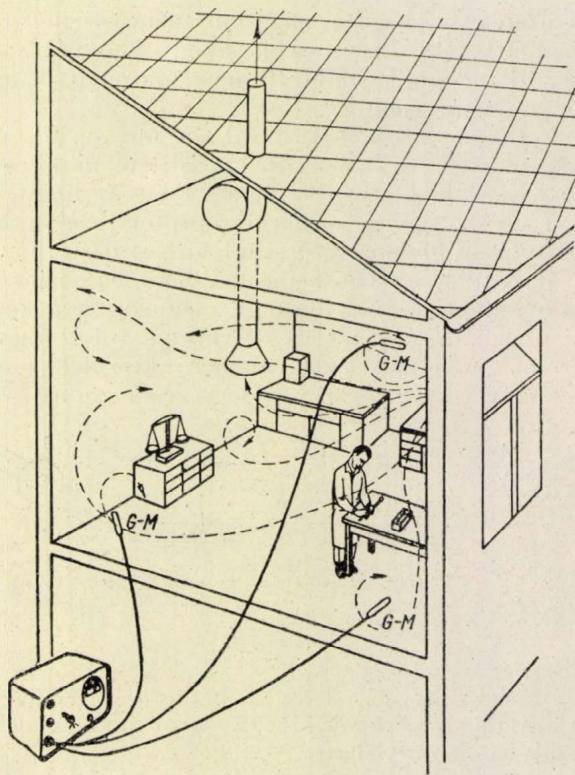
zett lyukak, repedések megkeresésére. Így pl. telefonkábeleken igen nagy károkat és zavarokat idéz elő az apró nyílásokon beszivárgó víz. Ha a csővezetékbe béta-gamma sugárzó gázt, pl. radio-brómos levegőt vezetünk, akkor a cső külsején végigvitt béta érzékeny GM-cső, minthogy a gamma sugárzásra csak 1%-ban, a béta sugárzásra viszont közel 100%-ban érzékeny, a csőmenti állandó gamma háttér felett a nyílásoknál jelezni fogja a kiáramló béta aktivitást (5. ábra).

6. Szellőzésvizsgálat. Gázalakú izotópok felhasználhatók kisebb-nagyobb helyiségek szellő-



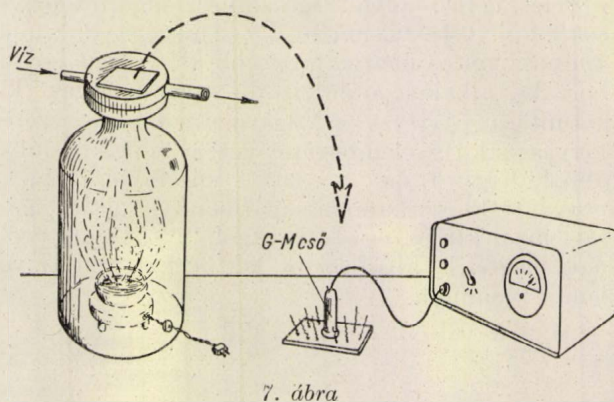
5. ábra

tetésének ellenőrzésére, aminek egészségre ártalmas gőzökkel dolgozó üzemek esetében nagy jelentősége van. A helyiség levegőjét pl. radio-brómmal jelöljük meg és elkeveredés után megállapítjuk annak fajlagos aktivitását. Ezután megindítjuk a szellőztető berendezést és a helyiség különböző pontjain mérjük az idő függvényében az aktivitás csökkenését (6. ábra).



6. ábra

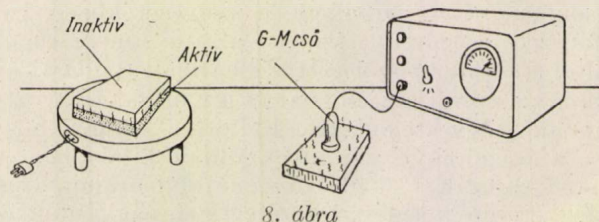
7. Fémek párolgásának vizsgálata. Egy zárt edényben elhelyezzük a vizsgálandó fémét és felette egy vízzel hűtött lemezt. Az edényben vákuumot létesítünk és a radioaktív fémot melegíteni kezdjük (7. ábra). Az elpárolgó fém-



7. ábra

atomok nagyrésze a hűtött lemeze fog lecsapódni. Aktivásmérésekkel megállapíthatjuk, hogy hogyan függ a párolgás a hőmérséklettől, összehasonlíthatjuk különböző fémek párolgását stb.

8. Diffúzió vizsgálatok. A fémekkel kapcsolatos vizsgálatoknak fontos részét képezi a fémek diffúziójának vizsgálata. Ismeretes, hogy különböző fémek atomjai egymásba diffundálnak, sőt azonos fémtömbök atomjai is átdiffundálnak egymásba. Ennek az ún. öndiffúzióknak a vizsgálására a radioizotópok felfedezése előtt gondolni sem lehetett. Most erre is megvan a lehetőségünk. Ha pl. egy máglyában felaktivált réztömböt hozzászorítunk egy inaktív réztömbhöz, a hőmérséklettől függően bizonyos idő múlva az inaktív tömb is aktivitást mutat. Vizsgálhatjuk, hogy milyen mélyre hatoltak be ezek az aktív rézatomok az inaktív réztömbbe, pl. oly módon, hogy a réztömbből egy vékony réteget leasztergályozunk, majd ismét megmérjük a felület aktivitását. Ilyen módon megállapíthatjuk a hőmérséklet, idő és diffundálási mélység közötti összefüggéseket (8. ábra).



8. ábra

De vizsgálhatjuk a gázok diffúzióját is fémeken keresztül, megállapíthatjuk a gázdifúzióból a fémek állandó jellegű deformációjának a bekövetkezését, stb.

9. Kopásvizsgálatok. Minthogy a radioaktív módszerekkel történő súlymeghatározás általá-



ban hat nagyságrenddel érzékenyebb a legtekintélyesebb egyéb módszerekénél, igen gyors és megbízható vizsgálatok végezhetők radioizotópok segítségével a különféle kopásjelenségek tanulmányozása terén is. Így pl. motorok dugattyúgyűrűjének kopását vizsgálhatjuk oly módon, hogy azokat atommáglyában felaktiváljuk, majd a motorolajat GM csővön cirkuláltatjuk keresztül. A dugattyúgyűrűről lekopott anyagmennyiség az olajjal a GM csőbe jut. Így az olajok aktivitásának a mérésével folyamatosan követni tudjuk a kopás folyamatát anélkül, hogy a motort szét kellene szedni. Vizsgálhatjuk a kopás függését a hőmérséklettől, igénybevételtől, olajminőségtől, stb. (9. ábra)

Hasonlóképpen egyéb kopásjelenségeket is tanulmányozhatunk a radioizotópok segítségével az eddiginél nagyságrendekkel rövidebb idő alatt: mérhetjük az útburkolatok, gumiabroncsok, esztergakések, stb. kopását.

10. *Talajvizek mozgásának vizsgálata.* Felhasználhatjuk a radioaktív izotópokat talajvizek mozgásirányának és sebességének a meghatározására is. A kérdéses helyen lefúrva radioizotópot tartalmazó oldatot juttatunk a talajba, majd különböző irányokban egy bizonyos távolságban ugyancsak lyukakat fúrunk és ezekbe pl. GM csöveket engedünk le. Amerre a talajvíz áramlás halad, bizonyos idő múlva a GM-csövek jelezni fogják az aktivitás tovaterjedését. A távolság és idő leméréseivel sebességmérést is végezhetünk (10. ábra).

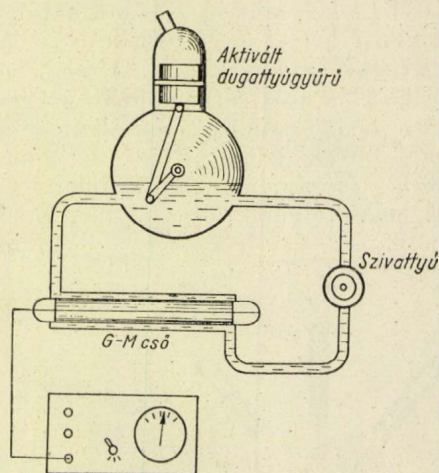
11. *Folyadékok mennyiségének meghatározása.* Nem hozzáférhető folyadékok mennyiségét radioizotópokkal a következő módon határozhatjuk meg: Az ismeretlen  $V$  térfogatú folyadékba ismert  $V_0$  térfogatú,  $s_0$  specifikus aktivitású oldatot öntünk, majd elkeveredés után mintát veszünk és meghatározzuk annak specifikus aktivitását:  $s$ -et. Nyilván

$$V_0 s_0 = (v_0 + v) s,$$

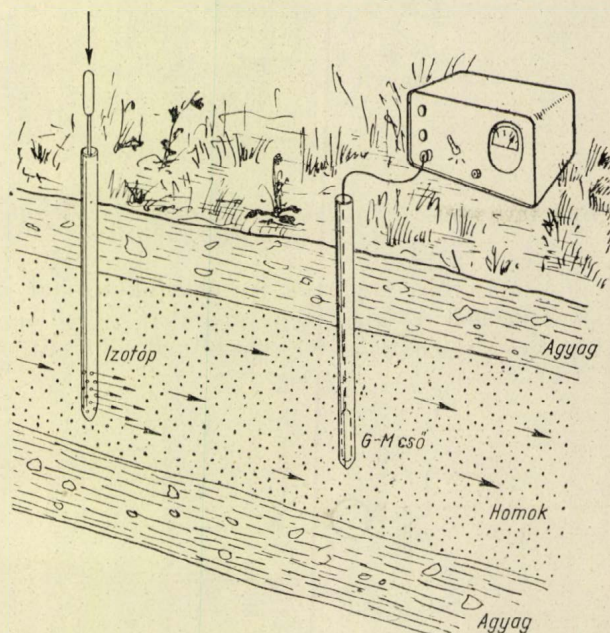
amiből az ismeretlen  $V$  kiszámítható.

12. *Viszkózitásmérés.* Nem átlátszó folyadékok esetében viszkózitást mérhetünk oly módon, hogy radioaktív golyót alkalmazunk, melynek helyzetét vastagabb ólomlemezbe fúrt lyukak mögött elhelyezett GM csövekkel határozhatjuk meg (11. ábra).

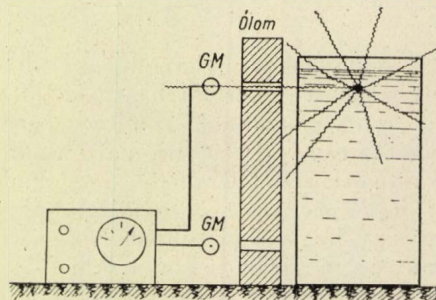
13. *Vérkeringés sebességének mérése.* Az izotóptechnika rendkívül érzékeny volta miatt olyan kis mennyiségek elegendők nyomjelzéses vizsgálatok elvégzésére, hogy sok esetben a módszer az élő emberre is ártalom nélkül kiterjeszthető. Így pl. meghatározhatjuk a vérkeringés sebességét oly módon, hogy nátrium 24-es izotópját tartalmazó fiziológiás konyhasó oldatot injektálunk pl. az egyik csuklónál a véráramba, majd a test különböző helyein elhelyezett GM csövek segítségével észleljük, hogy mennyi idő alatt jut el a nátrium a kérdéses helyre. Az így kiszámítható vérkeringési sebesség a szív diagnosztizálásához nyújt támpontot.



9. ábra



10. ábra



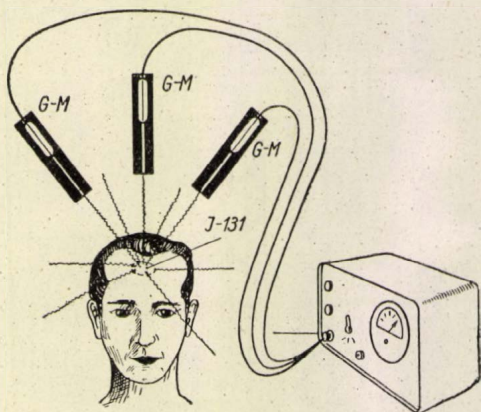
11. ábra

14. *Agydaganatok lokalizációja.* Agyműtétek elvégzését megkönnyíti a daganat helyének előzetes pontos ismerete. Radioaktív jóddal megjelölt, az agydaganatban feldúsuló vegyületek injektálása után ólomhengerek furatában elhe-



lyezett GM csövek segítségével meghatározhatjuk az agydaganat helyét és kiterjedését (12. ábra).

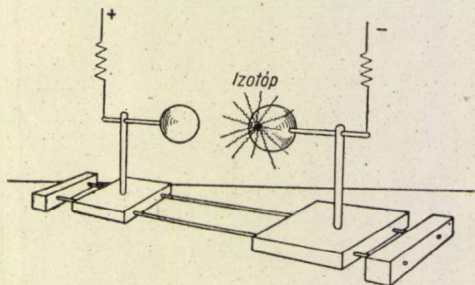
15. *Kémiai alkalmazások.* A kémiai, biokémiai alkalmazások hosszú sorát csupán megemlítjük. Számos esetben a radioizotópok olyan vizsgálatok elvégzését tették lehetővé, pl. a kicserélődési folyamatok tanulmányozását, amelyre azelőtt izotópok nélkül elvileg sem volt meg a lehetőség.



12. ábra

*B) Az izotópok által kibocsátott sugárzási energiák hasznosítása*

A második csoportba sorolhatjuk azokat az alkalmazásokat, ahol nem magukat a radioizotópokat használjuk fel kisebb-nagyobb atom-



13. ábra

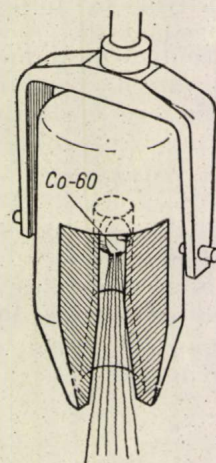
csoportok megjelölésére, hanem az általuk kibocsátott sugárzási energiát hasznosítjuk. Az izotópoknak mint elemeknek a milyensége teljesen közömbös. Az e csoportba sorolható alkalmazások közül a következőket említjük meg:

16. *Gáztöltésű csövek begyújtása.* Sok esetben igen lényeges, hogy a gáztöltésű csövek a szükséges feszültség megjelenésekor azonnal begyulladjanak. Ehhez viszont elektronok, illetve ionok állandó jelenléte szükséges, amit a kozmikus sugárzás, illetve a környezet radioaktív szennyezése nem tud kellőképpen biztosítani. Kis mennyiségű béta sugárzó izotópnak a csövekbe való behelyezése a problémát tökéletesen megoldhatjuk.

Hasonló célt szolgál a szikraközös nagyfeszültség mérésnél radioaktív izotópoknak a gömbökbe való behelyezése is (13. ábra).

17. *Sztatikus eliminátorok.* Nagyobb mennyiségű izotópoknak erősebb béta sugárzása által létesített ionizációt felhasználhatjuk sztatikus feltöltődések levezetésére, ami által egyrészt bizonyos gyártási folyamatokat tökéletesíthetünk, illetve meggyorsíthatunk, másrészt tűzveszélyes anyagok esetében megakadályozhatjuk a nagyfeszültségű sztatikus töltések között átütő szikrák által okozott tüzeket. Így pl. optikai lencsék készítésénél a sztatikusan feltöltött üveg a levegőben úszó apró porrészecskéket, szálakat magához vonzza; újságy nyomtatásnál a sebesség fokozásának határt szab a papírlapok elektrosztatikus erőktől származó tapadása, stb. A levegő ionizálásával az ilyen jelenségeket kiküszöbölhetjük.

18. *Radioaktív fényforrások.* Kis kvantumenergiájú tiszta béta sugárzó izotópok sugárzási energiáját fényenergiának a termelésére használhatjuk fel. Zseblámpaizzóhoz hasonló kis fényforrásokat készíthetünk oly módon, hogy a fluoreszcens anyaggal bevont üveggömbbe lágy béta sugárzó izotópot helyezünk. A béta sugarak a fluoreszcens anyagot, pl. stilbint állandó fénykibocsátásra készítenek anélkül, hogy az üvegbúrán kívül számottevőbb sugárdózist szolgáltatnának.



14. ábra

19. *Therápiás sugárforrások.* Bizonyos gamma sugárzó izotópokat, pl. a Co-60-at a rádiumhoz hasonlóan felhasználhatunk daganatok elpusztítására. Kisebb mennyiségeket (3–10 mC) tartalmazó tűk, illetve tubusok segítségével közeli besugárzásokat, míg nagyobb mennyiségekkel, több száz, sőt ezer Curie-s sugárforrásokkal — távoli besugárzásokat ún. telecurietherápiát végezhetünk. Különösen a mélyen fekvő daganatok besugárzására alkalmas telecurietherápiánál az atommáglyák lehetővé tették az ún. rádiumágyúknál két nagyságrenddel nagyobb intenzitású cobalt források előállítását, aminek következtében a besugárzási idők lényegesen lecsökkentek. A kibocsátott gamma sugarak energiájának a szövetekben elnyelődő részét ez esetben biológiai hatások létrehozására használjuk fel (14. ábra).



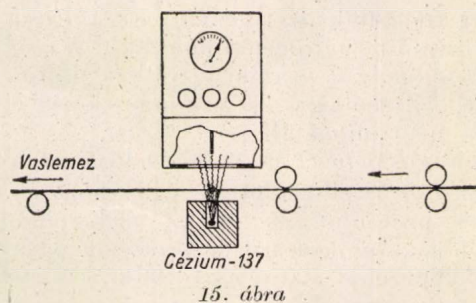
20. *Élelmiszersterilizálás.* Felhasználhatjuk a radioizotópokat különféle ételek, konzervek tartósítására, azaz a bennük levő baktériumok elpusztítására is. Mivel ezek az alacsonyabbrendű élőlények az emberi szervezetenél 2–3 nagyságrenddel sugárrezisztensebbek, igen nagy sugáradagokra — több-százezer  $r$ -re — és ennek megfelelően igen erős sugárforrásokra is van szükség, hogy az előttük elhaladó futószalagra helyezett konzervdobozok valóban sterilizálódjanak.

21. *Radioaktív áramforrások.* A tiszta béta sugárzó izotópok pl.  $Sr-90$  segítségével radioaktív áramforrások is készíthetők, azaz a sugárzási energiát közvetlenül elektromos energiává is átalakíthatjuk. Az ilyen áramforrások ugyan egyelőre kis áramintenzitást szolgáltatnak, azonban mindenesetre tartósan szolgáltatják és pl. távolbalátó készülékek működtetéséhez elegendő mennyiségben.

### C) Sugárelnyelődésen illetve szóródáson alapuló vizsgálati módszerek

A sugárelnyelődés és szóródás törvényszerűségei számos új vizsgálati eljárás bevezetésére nyújtottak lehetőséget. Ezek közül talán legfontosabbak a különféle vastagságmérési és anyagvizsgálati eljárások.

22. *Vastagságmérés abszorpcióméréssel.* Fóliák, lemezek vastagságát gyártás közben folyamatosan mérhetjük, ha azokat vastagságuknak megfelelő sugárforrás és sugármérő-készülék között vezetjük keresztül. Vékony lemezek, mint pl. alumíniumfóliák, papír, gumi esetén tiszta béta sugárzó izotópokat, míg vastagabb lemezeknél megfelelő gamma sugárzókat célszerű használni. A mérendő rétegen áthaladó sugárzás intenzitása és a réteg vastagsága közötti összefüggést tapasztalati úton határozhatjuk meg (15. ábra).

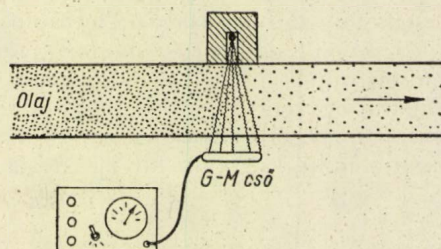


15. ábra

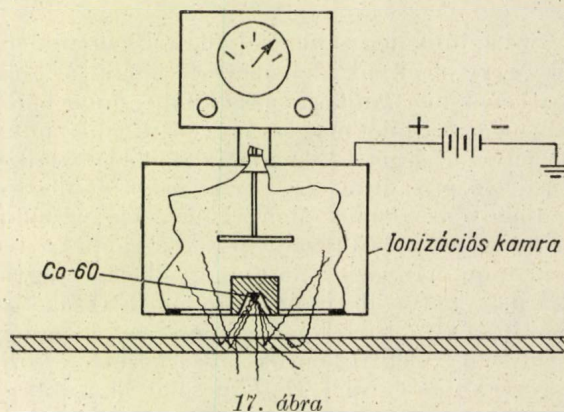
23. *Sűrűségmérés.* Minthogy azonos vastagság esetén a sugárelnyelődés a sűrűséggel arányos, felhasználhatjuk a sugárelnyelődés mérését egy bizonyos csővezetékén átáramló folyadéknak, pl. olajnak folyamatos sűrűségmérésére, vagy a textiliparban a sodrásra kerülő kártolt szalagokban levő anyag mennyiségének folyamatos meghatározására, talajsűrűségek mérésére, stb. (16. ábra.)

24. *Szóródáson alapuló vastagságmérés.* Ha a mérendő lemeznek csak egyik oldalához tudunk hozzáférni, annak vastagságát a róla visszaszóródó sugárzás intenzitásának a mérésével határoz-

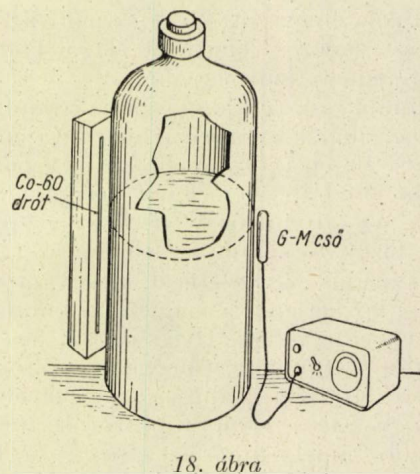
hatjuk meg. A sugárforrás és sugármérő be-  
rendezés egymás mellett foglalnak helyet, a  
visszaszóródó sugárzás intenzitása bizonyos határ-  
ig a szóróközeg vastagságától függ (17. ábra).



16. ábra



17. ábra



18. ábra

25. *Szintmérés.* Zárt tartályokban a folyadék-szintet, vagy pl. a kohókban a megolvadt vas szintjét meghatározhatjuk oly módon, hogy a tartályon kívül egymással átellenben megfelelő erősségű sugárforrást és mérőberendezést helye-zünk el és ezeket kényszerkapcsolatban egyszerre emeljük, illetve süllyesztjük. Amikor elértük a folyékony anyag szintjét, a megnövekedett ab-szorpció következtében a sugárzás intenzitása hirtelen lecsökken.

Függőlegesen elhelyezett lineáris sugárforrás alkalmazásával mozgítás nélkül folyamatos in-tenzitásváltozást észlelünk, amit felhasználha-tunk folyadékszintek magasságának folyamatos regisztrálására (18. ábra).



26. *Radiográfiai vizsgálatok.* Végül megemlítjük, mint a radioizotópok egyik legfontosabb alkalmazását, a roncsolásmentes anyagvizsgálatot. Öntvényekben, hegesztésekben, betonban stb. fellépő repedéseket, légzárványokat az áthaladó gamma sugárzás intenzitásában megmutatkozó változások révén egyszerű módon észlelhetjük. A radioizotópok nagyobb kvantumenergiájú gamma sugarai egyrészt lehetővé teszik a röntgen sugárzással már régóta űzött vizsgálatoknak jóval vastagabb mintákra való kiterjesztését, más-

részt a sugárforrások kicsinyiségük következtében olyan helyekre is bevihetők, ahova röntgen csővel nem lehetett hozzáférni. A defektusok észlelése legtöbbször röntgen filmmel történik, de lehetséges gyorsabb módszereknek, mint pl. a vizsgálandó hegesztés vékony sugárnyalábbal való végigtapogatásának az igénybevétele is.

Bozók László

Magyar Tudományos Akadémia  
Központi Fizikai Kutató Intézete

## Az atommagok periódusos rendszeréről

Századunk legszebb tudományos eredményeinek egyike annak felismerése, hogy az elemi részecskék mechanikájával, a kvantummechanikával meg tudjuk magyarázni a kémia minden törvényszerűségét. A kémia és fizika e találkozásához vezető úton az egyik leggyümölcsözőbb eredmény az elemek Mengyelejev-féle periódusos rendszerének felállítását volt. A periódusos rendszer tanulmányozása alapján sikerült ugyanis Bohrnak fényt deríteni az elemek érzékelhető, kézzelfogható tulajdonságai és az atommagot körülvevő elektronburok szerkezete közötti szoros kapcsolatra. E kapcsolat kutatásának legszebb »mellékterméke«-ként pedig Pauli felismerte a róla elnevezett elvet,\* amely azóta is az elemi részecskékre vonatkozó legmélyebb, legfontosabb ismereteink egyike.

Az atommagok tulajdonságainak tanulmányozása közben már kezdetben felmerült a gondolat: nem lehet-e vajon az atommagokat is a periódusos rendszerbe foglalt elemekhez hasonlóan rendszerezni? Az atommagok periódusos rendszere alapján bizonyára fontos ismereteket szerezhetnénk a magok szerkezetéről. Egyes szabályosságokat már közvetlenül a magfizikai kutatás indulása után megfigyeltek. Ilyen pl. az, hogy a legtöbb stabil\*\* atommag tömege a hidrogénatom tömegének, töltése pedig az  $e$  pozitív elemi töltésnek\*\*\* párosszámú többszöröse. Azok az atommagok, amelyeknél az első — a tömeget meghatározó — szám: az ún. *tömegszám* páratlan, kevésbé stabilak; olyan stabil atommagot pedig, amelynek tömegszáma páros, de a töltését megadó *rendszáma* páratlan, csak négyet ismerünk: ez arra mutatott, hogy az ilyen atommagok nagy többsége nem stabil.

Az elemekhez hasonló periódusos rendszer körvonalai azonban csak az atommagkutatás későbbi korszakában kezdtek láthatóvá válni. A szabályosságok elméleti értelmezése meg külö-

nösen soká váratott magára. Cikkünk arról a kutatómunkáról kíván képet adni az olvasónak, amely e kérdés tisztázásához vezetett.

### Az elméleti magfizika kezdete

Alighogy az 1930 körüli időben, a kvantummechanika felfedezésével és alkalmazási területének áttekintésével lényegében lezárult az atomok szerkezetére vonatkozó ismereteink tisztázódása, új feladat várta az elméleti fizikusokat: az atommagok tulajdonságainak értelmezése, a mag-szerkezet problémáinak megfejtése.

Igaz, hogy a kísérletező kutatók a magokból kibocsátott sugárzások és a magreakciók tanulmányozásából a század elejétől kezdve igen sok, az atommagokra vonatkozó adatot gyűjtöttek össze, az elméleti fizikusok mégsem érthették el lényeges eredményeket a mag-szerkezet felderítésében a század első három évtizede folyamán. Ennek egyik legfőbb oka az volt, hogy az atommagok »lakóinak« több mint a felét: a neutronokat — ekkor még nem ismerték.

Mai tudásunk szerint egy  $Z$ e töltésű és  $A$  tömegszámú (a hidrogénatomnál kb.  $A$ -szor nehezebb) atommag  $Z$  számú,  $e$  töltésű protonból és  $N = A - Z$  semleges, a protonnal közel egyenlő tömegű neutronból áll.

Mielőtt Chadwick 1932-ben felfedezte a neutron, az volt az elfogadott felfogás, hogy az atommag  $A$  protonból és  $A - Z$  elektronból áll: az utóbbiak semlegesítik a protonok egy részét. Ezt az elképzelést alátámasztotta az a tapasztalat, hogy az atommagokból a  $\beta$ -sugarakban elektronok lépnek ki; ez a felfogás azonban az elmélet számára igen nehéz problémát jelentett. A nehézségek közül csak egyet említünk:\*\*\*\* az atommagok mágneses nyomatéka általában kb. ezerszer kisebb, mint az elektronoké. Ha tehát az említett hipotézist, amely szerint az atommagban elektronok vannak, elfogadjuk, még meg kell magyaráznunk azt is, hogy miért csökken le az atommagba

\* Az elemek periódusos rendszerét és annak elméleti értelmezését a Pauli-elv alapján Keszthelyi Lajos cikke ismerteti a Fizikai Szemle V. 2–3. 1955. számában

\*\* Nem radioaktív.

\*\*\*  $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  Coul, a pozitív hidrogénion töltése.

\*\*\*\* E nehézségekkel részletesen foglalkozik Ivanenko és Szokolov »Klasszikus térelmélet« c. könyve (Bpest, 1954. Akadémiai Kiadó) és Marx György cikke a magerők mezonelméletéről a Fizikai Szemle I. 4. 1951. számában.



került elektronok mágneses nyomatéka kb. ezred-résznyire.

Ez a nehézség — és a többi hasonló — közel-fekvővé tette azt a nézetet, hogy a kvantummechanika, amely az atomszerkezet törvényszerűségeit a tapasztalattal kitűnően egyező módon írta le, az atommag belsejében felmondja a szolgálatot. Azt lehetett gondolni, hogy az elméleti magfizika fejlődéséről addig nem lehet szó, míg a magalkatrészek eddig ismeretlen mozgástörvényeit, új kvantummechanikáját meg nem találják.

Miután Chadwick felfedezte a neutron, Ivanenko látta meg elsőnek a lehetőséget a nehézségek eloszlatására. Rámutatott arra, hogy felesleges az a feltevés, hogy az atommagban elektronok vannak, ha elfogadjuk, hogy az  $A$  tömegszámú és  $Z$  rendszámú mag  $Z$  protonból és  $N = A - Z$  neutronból áll.

Ezzel egyetemesen megszűnt az a sok nehézség, amely az atommagban levő elektronokkal kapcsolatban merült fel és megszűntek azok az okok, amelyek megrendítették a kvantummechanika iránti bizalmat. Ezek után nem volt többé akadály annak, hogy a kvantummechanikát, amely a spektroszkópia, a kémia és a szilárd testek fizikája terén kitűnően megállta a helyét, az atommagok tulajdonságainak vizsgálatára is alkalmazzuk.

Heisenberg élt először ezzel a lehetőséggel. Rámutatott arra, hogy a kísérleti adatokkal teljes összhangban maradunk, ha feltesszük, hogy a protonokhoz hasonlóan a neutronok is  $\frac{1}{2}$  sajátimpulzusmomentumú (spinű) részecskék,\* és mindkét fajta részecskére érvényes a Pauli-elv, amely szerint az atommagban két proton, ill. két neutron összes kvantumszáma nem lehet egyenlő. Heisenberg ezzel lerakta az atommag kvantummechanikai elméletének alapjait.

Most már elvileg lehetséges volt, hogy a kvantummechanika szabályai szerint meghatározzák az atommagok alapállapotának energiáját, impulzusmomentumát, vagy a gerjesztett állapotok energiáját és hogy az így kapott eredményeket összehasonlítsák a tapasztalattal.

E feladatok gyakorlati megoldása azonban igen nagy nehézségekkel jár. Egy  $3A$  változós függvényre érvényes differenciálegyenletet — a Schrödinger-egyenletet — kell megoldanunk. Ez — a legegyszerűbb összetett atommag, a deuteron kivételével — még akkor is rendkívül nehéz volna, ha ismernénk a protonok és neutronok között ható erő pontos képletét. Ez azonban még ma sem ismeretes, 1932-ben pedig még sokkal kevesebbet tudtak ezekről az erőkről, mint ma.

Mint hogy a kvantummechanika előírását közvetlenül, betű szerint nem lehetett alkalmazni a felmerülő nehézségek miatt, más módszerekhez kellett folyamodni. Az elméleti magfizikusok azokra a kérdésekre, amelyekre a mondott okok miatt a kvantummechanikától nem remélhettek

választ, feltevésekkel próbálták felelni. Így született meg pl. az az elképzelés, hogy az atommag egy folyadéksepphez, esetleg egy hélium-magokból ( $\alpha$ -részekből) álló kristályhoz vagy molekulához hasonlítható.

### Az egyrészecske-modell

Nem sokkal azután, hogy Ivanenko és Heisenberg eredményei ismertté váltak, több kutató: Bartlett, Gapon, Elsasser, Guggenheimer és mások felvetették az atommag egy modelljének gondolatát, amelynek lényegét az alábbiakban írjuk le.

Mint hogy a protonok és neutronok — közös nevükön nukleonok — között ható erők, mint azt Rutherford  $\alpha$ -részekkel végzett szórás kísérleteiből tudjuk, rövid hatótávolságúak, egy kiszemelt nukleon csak akkor van a többi nukleon hatása alatt, ha az atommagban tartózkodik. Az atommag belsejében a nukleonok közelítőleg szabadon mozoghatnak, ugyanis a többi nukleon vonzása minden oldalról egyenlő erősséggel érvényesül s így egymás hatását lerontják. A mag felülete közelében levő nukleonokat azonban a mag belsejében levők igen intenzíven vonzzák a mag középpontja felé. Ez a vonzóerő csak igen vékony héjszerű térrészben érvényesül, a magon kívül ugyanis ismét nem hat erő. A most leírt erőtér az egyes nukleonok által kifejtett erőhatások átlagának felel meg. Egy nukleon potenciális energiája a mag erőterében könnyen ábrázolható. A magtól távol zérus, a mag határán hirtelen nagy negatív értéket vesz fel, a mag belsejében pedig közelítőleg állandó negatív érték.

Az említett kutatók véleménye szerint a nukleonok mozgása e »potenciálvölgyben« egymástól függetlennek tekinthető. Az egyes nukleonok mozgását tehát külön vizsgálhatjuk, nem kell az igen bonyolult kvantummechanikai több-részecske-probléma megoldásával foglalkoznunk.

Mint hogy a most bemutatott modell a feladatot egyes részecskék egymástól független mozgásának vizsgálatára vezeti vissza, gyakran nevezik egy-részecske-modellnek vagy független-részecske-modellnek.

A független-részecske-modell igen érdekes következtetésekre vezet. A kvantummechanika törvényei szerint a nukleonok az atommag potenciálvölgyében — akárcsak az elektronok a mag körül — csak bizonyos meghatározott energiával mozoghatnak vagy — a kvantummechanika nyelvén szólva —, csak diszkrét energianívókon lehetnek.

A megengedett részecskepályákat — energianívókat — a következő szimbólumokkal szokás jelölni: Ha a részecske impulzusmomentuma a szóbanforgó pályán az egységül választott  $h/2\pi$  mennyiség  $0, 1, 2, 3, 4, \dots$ -szerese, úgy ezt rendre az  $s, p, d, f, g, \dots$  betűkkel juttatjuk kifejezésre. Miután egy atommagban vagy atomban több azonos impulzusmomentumhoz tartozó energianívó van, fel szokás tüntetni azt is, hogy az azonos

\* Az impulzusmomentum egységének e cikkben a  $h$  Planck-féle állandó  $1/2\pi$ -szeresét választjuk. Az elemi részecsk impulzusmomentuma általában ennek az egységnek feles- vagy egészszámú többszöröse.



impulzuszmomentumú nívók közül hányadik a szóbanforgó. Így pl.  $1p$  jelenti az egységnyi impulzuszmomentumú nívók közül a legnegatívabb energiáját, a legmélyebb  $p$ -nívót;  $3d$  az impulzuszmomentum-egység kétszereséhez tartozó — a potenciálvölgy aljától számítva harmadik — nívót jelöli, s. i. t.

Az atomokban a periódusos rendszeren növekvő rendszám irányában végighaladva, az egyes energianívók a következő sorrendben telnek be:  $1s$ ;  $2s, 1p$ ;  $3s, 2p$ ;  $4s, 1d, 3p$ ;  $5s, 2d, 4p$ ;  $6s, 3d, 1f, 5p$ ;  $7s, 4d, \dots$ . A pontosvesszővel elválasztott nívók energiája között igen nagy különbség van. Ez a következő kísérleti adatokból látszik: a hélium atom egyik  $1s$  pályán mozgó elektronját  $24,58$  eV munka befektetésével távolíthatjuk el (ionizáció), míg a litium atom egyetlen,  $2s$  pályán mozgó elektronjának eltávolítása csupán  $10,88$  eV munkánkba kerül. Másik példa: az argon legkülső,  $2p$  pályán mozgó elektronjainak egyike  $15,76$  eV munkavégzés árán, míg a kálium egyetlen  $4s$  elektronja  $8,7$  eV munka befektetésével távolítható el. Két pontosvessző között hasonló, 100% körüli ugrásszerű változásokat nem tapasztaltak.

Látható, hogy az atomi elektronnívók csoportokba oszthatók úgy, hogy az egyes csoportoknak megfelelő energiákat nagyobb közök választják el. Az ilyen nívócsoportokat héjaknak nevezzük. Az atomoknál az egyes héjak a 2, 10, 18, 36, 54, 86 elektront tartalmazó nemesgázoknál vannak éppen megtöltve. E nemesgázok kiugróan nagy ionizációs energiájukkal, kémiaileg indifferens voltukkal zárják le a Mengyelejev-féle rendszer egy-egy periódusát.

Bartlett és a többi említett kutató által alkalmazott módszer arra az eredményre vezet, hogy a magban mozgó nukleonok energianívói — az atomok elektronjainak nívóihoz hasonlóan — nagyobb energiaközökkel elválasztott héjakba csoportosulnak. A számításokból az adódott, hogy a 2, 8, 20, 40, 70, 112 protont, ill. neutron tartalmazó atommagokban csupa teljesen megtöltött héj van.

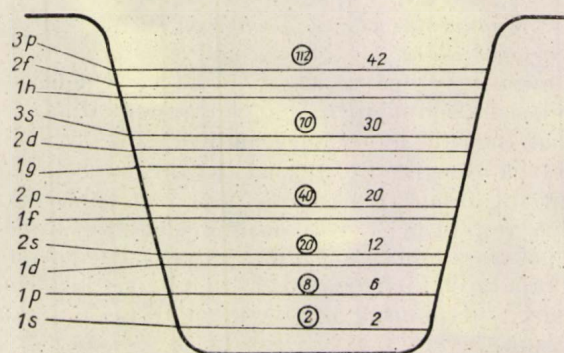
Az elektronhéjak betöltése és a nemesgázok, ill. alkálifémek tulajdonságainak kapcsolatára emlékezve azt gondolhatnánk, hogy azokból az atommagokból, amelyekben csupa befejezett, zárt nukleonhéjak vannak, nehezen távolíthatunk el nukleonokat, míg azok a magok, amelyekben megtelt héjakon kívül egy nukleon van, könnyen megfoszthatók e nukleontól.

A két profont és két neutron tartalmazó  ${}^4_2\text{He}$  mag különlegesen nagy stabilitása és a nyolc protonból és nyolc neutronból álló  ${}^{16}_8\text{O}$  mag stabilitása összhangban áll az elmélet következtetéseivel: a tapasztalattal összhangban áll az az elképzelés, hogy a  ${}^4_2\text{He}$  magban a két-két nukleon zérus impulzuszmomentummal mozog a kölcsönhatásukat leíró potenciálvölgyben, a  ${}^{16}_8\text{O}$  magban pedig a hélium-mag körül hat proton és hat neutron kering egységnyi impulzuszmomentummal. Nem tapasztaltak azonban olyan jelenségeket, amelyek-

\* Mint tudjuk, a Pauli-elv szerint egy  $l$  pályaimpulzuszmomentumú nívón  $2(2l + 1)$  elektron számára van hely. — Megjegyezzük még, hogy a fentiekben a nívók jelölésére használt egész szám nem az  $n$  főkvantumszám, hanem a vele  $n_r = n - 1$  kapcsolatban álló radiális kvantumszám.

ből a 40, 70, 112 protont ill. neutron tartalmazó magok kitüntetett tulajdonságaira lehetett volna következtetni.\*\* Néhány adat viszont arra utalt, hogy a 2, 8 és 20 nukleonszámok mellett a 28, 50, 82 és 126 protonszám ill. neutronszám jár kiugró tulajdonságokkal. Az ezután következő években egyre szaporodott az ilyen adatok száma.

Minthogy az elmélet nem tudta erőltetett feltevések nélkül megmagyarázni, hogy miért e nukleonszámok szerepe kitüntetett, a szakirodalomban a »mágikus« jelzőt kapták.\*\*\* A »mágikus« jellegű homály sokáig nem oszlott el, az említett számok kitüntetett szerepét bizonyító tények száma pedig egyre növekedett. A probléma kulcsát csak 1949-ben sikerült megtalálni.



1. ábra

Az ábra a nukleonok rendelkezésére álló energianívókat mutatja az atommag potenciálvölgyében — a számítások szerint. Látható, hogy a nívók héjakba csoportosulnak. Az egyes héjak fölött a jobboldalon a héj teljes megtöltéséhez szükséges részecskék számát írtuk. A bekarakterizált számok pedig azt adják meg, hogy hány részecske jelenléte esetén csoportosulnak a részecskék csupa teljesen betöltött héjakba.

### Az atommag héjszerű szerkezetének kísérleti bizonyítékai

Mielőtt azonban az atommagok héjszerkezete elméletének ezzel az újabb, sikereiben gazdag szakaszával megismerkednénk, sorra vesszük azokat a legfontosabb tapasztalatokat, amelyekből a mágikus számoknál befejeződő nukleonhéjak létezésére következtethetünk.

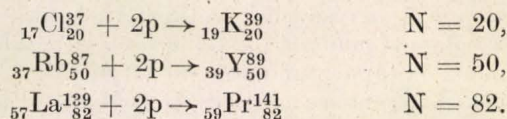
\*\* Megjegyezzük, hogy ha az 1. ábra potenciálvölgyének alakjára különböző feltevéseket teszünk, más és más nukleonszámoknál találunk csupa zárt héjat, azonban ezek a számok sem feleltek meg jobban a tapasztalati tényeknek.

\*\*\* A »mágikus számok« elnevezés értelmét még jobban megértjük, ha arra gondolunk, hogy 1936 után az atommagra vonatkozó elképzeléseink meglehetősen eltávolodtak a független-részecske-moddal alapjául szolgáló képtől. N. Bohr a magreakciók során tapasztalt jelenségek és a maghasadás értelmezésére olyan magmodellt használt, amelynek lényege az, hogy a nukleonok — erős kölcsönhatásuk folytán — nem mozoghatnak egymástól függetlenül meghatározott pályákon, hanem igen gyakran ütköznek egymással. Ilyen elgondolások alapján valóban igen valószínűtlennek látszott, hogy a kitüntetett nukleonszámokat az atommag héjszerű felépítésével magyarázzuk.



Elsőnek a stabil atommagok proton-és neutron-számának vizsgálatából levonható következtetéseket említjük meg. A tapasztalat azt mutatja, hogy a páratlan tömegszámú magoknak csak egy, a természetben előforduló izobárjuk\* van. Ha valamely páratlan tömegszámú maghoz két nukleont adunk, ismét páratlan tömegszámú magot kapunk. Két nukleon hozzáadása azonban háromféleképpen lehetséges: mindkettő lehet proton vagy neutron. Az előbb említett tapasztalat szerint a háromféle mag közül csak az egyik lehet stabil, a másik kettő sugárzás kibocsátása közben elbomlik. Általában a két neutron, vagy az egy proton és egy neutron hozzáadásával kapott atommag a stabil; a két proton hozzáadásával kapott atommag általában pozitron kisugárzásával átalakul. (A pozitron-emisszió folytán ugyanis a mag töltése és ezzel együtt a magalkatrészek közötti elektrosztatikus taszítás lecsökken, a nukleonok közötti kötés erősebbé válik).\*\*

Ismerünk azonban három esetet, amikor az elmondott megfontolások ellenére a két proton hozzáadásával kapott mag a stabil. Ezek az esetek:



Eszerint ha pl. a  ${}_{57}\text{La}_{82}^{139}$  maghoz egy protont és egy neutront adunk két proton helyett, az így kapott  ${}_{58}\text{Ce}_{83}^{141}$  mag instabil, a 83-ik neutron elektron kibocsátásával protonná alakul.

Ez a jelenség kézenfekvően úgy értelmezhető, hogy a 83-ik neutron kivételesen lazán kapcsolódik az atommaghoz; a  $\beta$ -bomlásból származó proton az elektrosztatikus taszítás ellenére erősebben van kötve, ennek megfelelően az átalakulás terméke: az  ${}_{59}\text{Pr}_{82}^{141}$  mag a stabil.

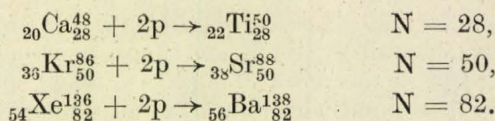
A 83-ik neutron laza kötése azt mutatja, hogy a 82-ik neutron egy nukleonhéj utolsó üres pályáját foglalta el és így a 83-ik neutron egy a mag centrumától távolabb eső pályára kényszerült. Hasonló következtetéseket vonhatunk le a másik két esetből is: az  $N = 20$ , ill.  $N = 50$  számú neutron teljesen betöltött héjak pályáin mozog, a 21-ik és 51-ik neutron egy lazábban kötött, új héj felépítését kezdi meg.

A páros tömegszámú és rendszámú magok is szolgáltatnak a héjszerű magszerkezet mellett szóló adatokat.

Vegyük szemügyre valamely elem legnehezebb izotópját:  ${}_Z\text{X}_N^A$ -t és hasonlítsuk össze neutronjainak számát,  $N$ -et, a kettővel nagyobb rendszámú elem legnehezebb  ${}_{Z+2}\text{X}'_N$  izotópjával. A tapasztalat azt mutatja, hogy  $N'$  általában 2-vel, 4-gyel, néha 6-tal nagyobb, mint  $N$ . E szabály alól három kivételt ismerünk:

\* Izobár: azonos tömegszámú, de más rendszámú mag.

\*\* Az atommag mindig a legstabilabb állapot elérésére törekszik.



E mag-párok tagjai csupán két protonban különböznek egymástól.

Az a tény, hogy a  $\text{Ba}_{82}$  magnak az az izotópja, amely kettővel vagy négyvel több neutron tartalmaz, már nem stabil, — noha az említett tapasztalati szabály alapján azt lehetne várni — mutatja, hogy e neutronok igen lazán kapcsolódnának maghoz, s előnyös lenne számukra, hogy elektronemisszióval protonná alakuljanak. Példáink ismét azt mutatják, hogy a 28, 50 és 82 neutron tartalmazó magokba további neutronok csak egy lazán kötött héjba épülhetnek be.

Egy másik jelenség talán még szemléletesebben mutatja a nukleonhéjak létezését.

Az atommáglyákban az uránmagok hasadása-kor keletkező könnyebb atommagok sok felesleges neutron tartalmaznak.\*\*\* Legtöbbjük úgy csökken a neutronfeleslegét, hogy egy (vagy több) elektront bocsát ki, miközben megfelelő számú neutron protonná alakul. Megfigyelték azonban, hogy az  ${}_{54}\text{Xe}_{83}^{137}$  és a  ${}_{36}\text{Kr}_{51}^{87}$  magok emellett úgy is próbálnak neutronfeleslegüktől szabadulni, hogy neutront bocsátanak ki. Az, hogy a neutronfelesleg csökkentésének ezt a módját csak  $\text{Xe}_{83}$  és  $\text{Kr}_{51}$  esetében tapasztalták, határozottan mutatja, hogy e magok utolsó neutronja kivételesen lazán van kötve. A könnyű magok között a  ${}_{8}\text{O}_{9}^{17}$  magnál figyeltek meg neutronemissziót, ami pedig a 9-ik neutron gyenge kötését bizonyítja.

Ugyanúgy, amint az alkáli fémek kicsiny ionizációs munkája új elektronhéj kialakulásának megkezdésére utal, a  $\text{Xe}_{83}$ ,  $\text{Kr}_{51}$  és  $\text{O}_9$  magok utolsó neutronjának laza kötése a nukleonhéjak létezését bizonyítja.

\*

A radioaktív sugárzások energiájának tanulmányozása is számos, a héjszerkezet mellett szóló adatot nyújtott.

Ezek sokaságából csak egy-kettőt ragadunk ki példaként.

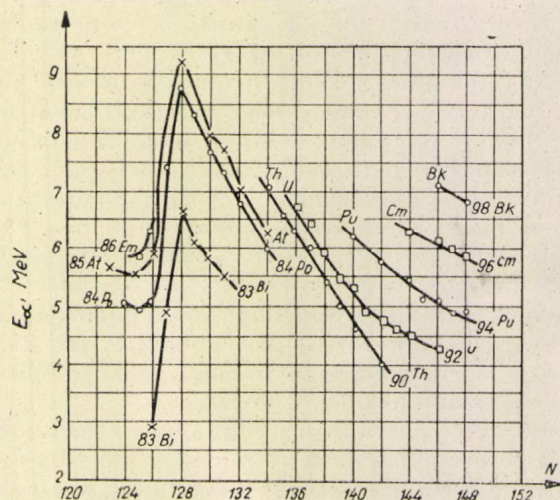
Talán a legmeggyőzőbb példa a  ${}_{84}\text{Po}_{128}^{212}$   $\alpha$ -aktív magból kibocsátott  $\alpha$ -részek energiája. Ez 8,8 MeV, az egyik legnagyobb az összes ismert  $\alpha$ -energiák között. A  ${}_{84}\text{Po}_{128}^{212}$ -ből kirepülő  $\alpha$ -részt alkotó négy nukleon\*\*\*\* mind igen lazán kapcsolódik a maghoz, ez érthetővé teszi nagy kinetikus energiájukat. A  ${}_{84}\text{Po}_{126}^{210}$ -sugarainak energiája már lényegesen kisebb: 5 MeV körül van. Itt az  $\alpha$ -rész neutronjai az erősen kötött 126 neutron közül

\*\*\* Ennek oka az, hogy a nehéz magok neutron-többlete — az erősebb Coulomb-taszítás következtében — nagyobb. Pl. az  $\text{U}^{235} + n^1 \rightarrow \text{Sr}^{90} + \text{Xe}^{144} + 2n^1$  hasadás-nál keletkező Xe mag nyolccal, a Sr mag kettővel több neutron tartalmaz, mint e magok legnehezebb stabil izotópjai.

\*\*\*\* A 127-ik és 128-ik neutron és a 83-ik és 84-ik proton.

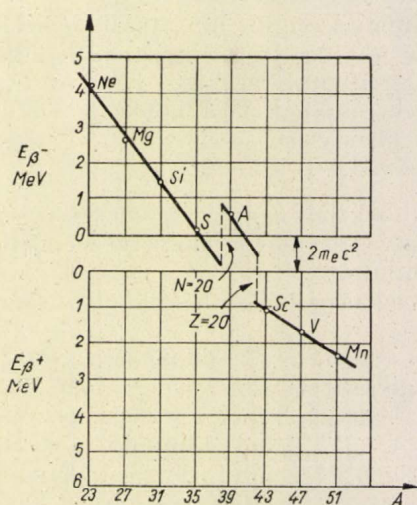


valók, ezek távozása a magból több energiát fogyaszt el, mint a zárt héjon kívüli neutronoké. A  ${}_{82}^{208}\text{Pb}$  »kétszeresen mágikus« mag pedig — amelyben mind a protonok, mind a neutronok



2. ábra

Ábránk a radioaktív atommagokból kibocsátott  $\alpha$ -részecskék energiáját mutatja. Az egyes görbék a mellékük írt rendszámú magok  $\alpha$ -sugarainak energiáját ábrázolják a neutronszám függvényében. Jól látható, hogy minden rendszám esetében a görbe maximuma  $N = 128$ -nál van. (E magokban a kibocsátandó  $\alpha$ -rész két neutronja az  $N = 126$ -nál lezáródott héj körül kering.)  $N < 128$  esetén az  $\alpha$ -energiák kicsinyek, ami a zárt héjbéli neutronok erősen kötött voltát bizonyítja. (Ha héjszerkezet nem volna, azt kellene várnunk, hogy a görbék lejtése  $N < 128$  esetén is olyan legyen, mint  $N = 128$  fölött.)



3. ábra

E grafikon a  ${}_Z^AX_N$  ( $N - Z = 3$ ) típusú magok által kisugárzott  $\beta$ -részecskék energiáját mutatja a tömegszám függvényében. A  $\beta$ -energiák többsége folytonos görbén fekszik, csupán  ${}_{18}^{39}\text{Ar}$  esetében találunk jelentősebb kiugrást. Ennek oka a héjszerkezet:  ${}_{18}^{39}\text{Ar}$  esetében az  $N = 20$ -nál kezdődő héjban levő neutron a  $\beta$ -átalakulás folyamán a  $Z = 20$ -nál lezáródó protonhéjba kerül. A héjak közötti átmenet megnöveli a  $\beta$ -részecske rendelkezésére álló energiát. A többi magoknál ilyen átmenet nincs. Pl.  ${}_{16}^{35}\text{S}$  átalakulásánál az elbomló neutron és a keletkező proton egyaránt a 20-as nukleon-számmal lezáródó héjban van.

zárt héjakba tömörülnek — stabil, nem bocsát ki  $\alpha$ -részecskéket. Ez ékes bizonyítéka a 82 protonból és 126 neutronból álló héj különleges stabilitásának (2. ábra).

A  $\beta$ -bomlások tanulmányozása is sok, a nukleon-héjak létezésére mutató adatot szolgáltatott. Azok az atommagok, amelyekben egy különösen lazán kötött (zárt héjon kívüli) neutron erősebben kötött protonná alakul, kiugróan nagyenergiájú elektront sugároznak ki (3. ábra).

Más, az előbbiektől független jelenségek területén is számos tapasztalat mutatta a 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 nukleont tartalmazó héjak létezését. Például a magreakciók tanulmányozásánál azt tapasztalták, hogy olyan atommagokból, amelyekben betelt neutronhéjon kívül egy-két neutron van, azok viszonylag kisenergiájú  $\gamma$ -sugárzás hatására  $[(\gamma, n)$  reakciónál] kilépnek az atommagból. Ha viszont a neutronok mind lezárt héjban vannak, úgy csak nagyobb energiájú  $\gamma$ -sugárzással érhető el e hatás.

Másik példa: Ha egy atommag neutronot fog be, a neutron által leadott energia  $\gamma$ -sugárzás alakjában távozik  $[(n, \gamma)$ -reakció]. A  $\gamma$ -kvantum energiájának mérésével következtethetünk arra, hogy a befogott neutron milyen erősen kapcsolódik a maghoz. A tapasztalat azt mutatja, hogy ha a befogott neutron számára csak befejezett héjon kívül van hely, akkor a  $\gamma$ -kvantum energiája kicsiny; ez azt bizonyítja, hogy a neutron lazán kapcsolódik a többi nukleonhoz. Ha viszont a neutron egy nem egészen befejezett héj utolsó üres pályáját foglalja el, úgy a befogódást nagyobb energiájú  $\gamma$ -sugárzás kíséri, ami a zárt héjban levő neutron erős kötésének jele.

A nukleonhéjak lezáródásának periódikus voltát az atommagok alakjának a nukleon-számtól való függése is tükrözi. Abban az esetben, ha zárt héjon kívüli nukleonok vannak a magban, a tapasztalat szerint a mag alakja erősen eltérhet a gömbtől.\* Csupa zárt héjat tartalmazó mag viszont mindig gömbalakú.

A neutronbefogás hatáskeresztmetszete ugyancsak ugrásszerű változásokat mutat az 50, 82, 126 neutronszámoknál. Egy neutron híján betöltött héjat tartalmazó magok különösen nagy valószínűséggel abszorbeálnak egy neutronot. Ez a viselkedés az elektronaffin elemek (halogének stb.) elektronbefogásra irányuló nagy hajlandóságával analóg.

### A mágikus számok elméleti értelmezése

#### A spin-pálya kölcsönhatás

A héjszerkezetre utaló magfizikai tapasztalatok 1948 körül elvégzett összegyűjtése és rendszerezése teljesen nyilvánvalóvá tette — az olvasó pedig

\* Az atommagok töltéeloszlásának alakjára az atom szinképvonalainak hiperfinomszerkezetéből következtethetünk. A gömbalaktól való eltérés mértéke a kvadrupólmomentum.



az előző szakaszban bemutatott adatok alapján győződhetett meg róla —, hogy az atommagokban a protonok, ill. neutronok 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 nukleon tartalmazó zárt héjakba csoportosulnak.

Igen sokan fáradoztak azon, hogy e »mágikus« nukleonszámok elméleti magyarázatát megtalálják. Több tévútra jutott próbálkozás után 1949-ben Németországban Haxel, Jensen és Suess, Amerikában pedig Goeppert-Mayer mutatott rá a helyes megoldásra. E szerzők alap gondolatának megismerése céljából az atommagban ható erők természetével kell egy keveset foglalkoznunk.

A magot összetartó erőket eddigi megfontolásainkban hallgatólag a lehető legegyszerűbbnek gondoltuk. Feltettük, hogy két nukleon között ható erő csak a nukleonok távolságától függ, mint például a két ponttöltés között ható Coulomb-erő, de nem függ pl. a sebességüktől, impulzusmomentumuktól stb. E feltétel mellett lehet a nukleonok kölcsönhatását egy közös, sztatikus potenciálvölgygel leírni. Haxel, Jensen, Suess és Goeppert-Mayer véleménye szerint ez az elképzelés túlságosan leegyszerűsíti a valóságot.

Az atomfizika szolgált példákat másfajta erőkre is. Ismeretes például az, hogy a hidrogénatomban keringő elektront a mag erősebben vonzza, ha az elektron spinje és a pályamenti mozgás impulzusmomentuma ellentett irányú, mint ha a két momentum párhuzamos. Ez könnyen megérthető, ha arra gondolunk, hogy az elektron keringéséből származó köráram hatása a mag helyére képzelte mágneses momentum hatásával helyettesíthető. A magnetosztatika szerint pedig a párhuzamos momentumok taszítják, az ellentett irányúak pedig vonzzák egymást. A parallel és antiparallel beállásnak megfelelő energiaértékek között igen kicsi a különbség; ez okozza a színképvonalak finomszerkezetét.

Felvethetjük a kérdést: nincs-e szerepe a nukleonok kölcsönhatásában a spin és pályamomentum egymáshoz viszonyított állásától függő erőnek: a *spin-pálya-kölcsönhatásnak*? Erre a kérdésre csak a tapasztalat válaszolhat. Néhány éve történtek kísérletek ennek közvetlen vizsgálatára, azonban ezeket a méréseket Haxel, Jensen, Suess és Goeppert-Mayer vizsgálatainál később végezték. Minthogy az említett kutatók így közvetlen kísérleti adatokra nem támaszkodhattak, közvetett úton vizsgálták e kérdést.

Feltették, hogy nukleonok között hatnak spin-pálya erők és megvizsgálták, hogy milyen következményekkel jár e feltevés a magok szerkezetére vonatkozóan.

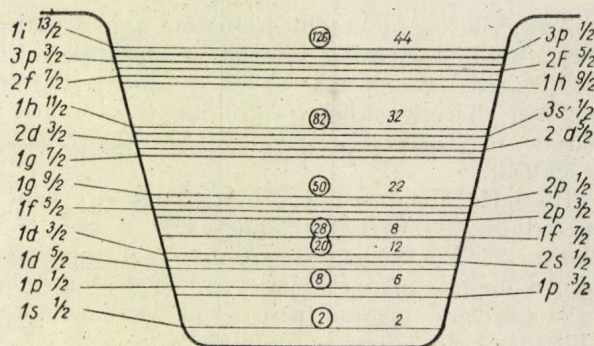
Spin-pálya kölcsönhatás esetén természetesen már nem jellemzi teljesen az energianívókat a pályamomentum nagyságát megadó s, p, d, f, ... szimbólum és a radiális kvantumszám. Azt is meg kell még mondanunk, hogy az l pályamomentum és a nukleon  $\frac{1}{2}$  nagyságú spinje párhuzamos-e egymással, vagy ellentett,\* vagyis: a spin és pályamomentum eredője, a j teljes momentum,  $j = l + \frac{1}{2}$ -del, vagy  $j = l - \frac{1}{2}$ -del

\* Több lehetőség nincs, mert a kvantumfeltételek folytán az  $\frac{1}{2}$  spin csak kétféleképpen állhat be a pályamomentumhoz viszonyítva.

egyenlő-e. A két lehetséges spinbeállásnak megfelelően minden nívó (az s nívók kivételével) egy  $j = l + \frac{1}{2}$  és  $j = l - \frac{1}{2}$  nívóra *hasad fel*. E nívókat úgy jelöltük, hogy az eddig használt szimbólumok mellett j értékét is feltüntetjük. Például az  $1d_{5/2}$  nívón a 2 pályamomentum és az  $\frac{1}{2}$  spin párhuzamosak,  $j = 2 + \frac{1}{2} = \frac{5}{2}$ , a  $3p_{1/2}$  nívón viszont az l pályamomentum és az  $\frac{1}{2}$  spin ellentett irányúak:  $j = 1 - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$ . Az s-nívók nem hasadnak fel, mert a zérus pályamomentum és a spin csak egyféle eredőt adhat.

Nem tudhatjuk eleve, vajon az atommagban is a pályamomentum és spin antiparallel beállása mellett nagyobb-e a vonzóerő, mint az atomban, vagy fordítva. A hidrogénatom említett példájával való analógia valószínűvé teszi az elsőt. A tapasztalat azonban, mint látni fogjuk, az utóbbi lehetőség mellett szól.

Haxel, Jensen, Suess és Goeppert-Mayer arra az érdekes eredményre jutottak, hogy erős spin-pálya kölcsönhatás feltételezésével az elmélet számot tud adni a 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 nukleonszámoknál befejeződő nukleonhéjak létezéséről. A spin-pálya kölcsönhatás ugyanis megváltoztatja az 1. ábrán látható nívórendszert. A spin-pálya kölcsönhatás következtében a nívók kettéhasadnak. Az egyik a spin és a pályamomentum párhuzamos beállásának, a másik az ellentett beállásnak felel meg. A héjlezárodások akkor adódtak a tapasztalatból ismert mágikus számoknál, ha az előbbi típusú nívók az utóbbiaknál mélyebbek. Ennek figyelembevételével az 1. nívórendszer így módosul:



4. ábra

Itt látható, hogy miképpen változtatja meg a spin-pálya kölcsönhatás az 1. ábra nívórendszerét. Az egyes héjakban elhelyezhető nukleonok száma a héjak fölé írt jobboldali szám, a bekarikázott számok pedig azt mondják meg, hogy hány proton ill. neutron jelenléte esetén csoportosulnak a részecskék csupa zárt héjba.

Látható, hogy a spin-pálya kölcsönhatás következtében a nívók felhasadnak és eltolódnak, a héjakat elválasztó nagyobb energia-közök pedig éppen 2-, 8-, 20-, 28-, 50-, 82- és 126-ik nukleon után lépnek fel.

Haxel, Jensen, Suess és Goeppert-Mayer erősen leegyszerűsített viszonyok mellett vizsgálták a spin-pálya kölcsönhatás hatását az atommagok energianívóira. Nehéz atommagoknál feltették, hogy a potenciál az



egész magban pontosan állandó, s a mag (éles) határán hirtelen csökken zérusra. Könnyű magok esetében pedig parabola-alakú potenciálvölgyet vettek alapul.

Szamosi Géza a nukleonhéjak vizsgálatánál elvetette ezeket az egyszerűsítő feltevéseket és nem vesztette el a kapcsolatot a magerők mezonelméletével sem. Szamosi Géza modelljében a konstans sűrűségű atommag nukleonjai közötti kölcsönhatást a Yukawa-féle mezonter közvetíti. Az energianívóknak a kvantummechanika módszereivel elvégzett meghatározása a tapasztalattal összhangban szolgáltatta a zárt nukleonhéjakat, vagyis: a mágikus számokat.

Az atomok elektronburka és az atommagok szerkezete között tehát egy lényeges különbség van: Az atomokban a spin-pálya kölcsönhatásnak elenyésző a szerepe; a különböző spin-állások energiájának különbsége  $10^{-4}$  eV nagyságrendű. Az atommagban viszont éppen a spin-pálya kölcsönhatás szabja meg az atommagok tulajdonságainak a mágikus számoknál fellépő, szembeszökő változásait. A párhuzamos spinű és pályamomentumú nukleonok kb. 1–2 MeV-tal erősebben vannak kötve a maghoz, mint azok a nukleonok, amelyeknél e két momentum ellentett!

Haxel, Jensen, Suess és Goeppert-Mayer felfedezése tehát elvezetett az eddig homályos jelentésű mágikus számok teljes megértéséhez. Emellett azonban számos értékes következménye van e kutatók gondolatának: csak felsorolni sem volna könnyű a héjmodell által megmagyarázott jelenségeket és azt a sok új feladatot, amelyet ez az elgondolás a kísérleti és elméleti magkutatóknak elé állított.

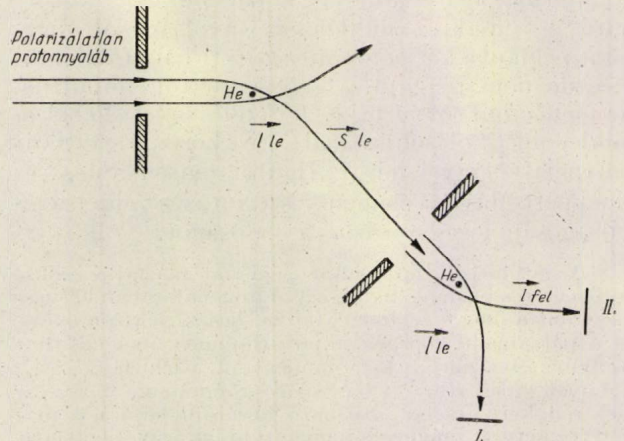
#### A spin-pálya kölcsönhatás kísérleti kimutatása

Az egyik legérdekesebb probléma a spin-pálya kölcsönhatás közvetlen kísérleti kimutatása. Ez először Heusinkveld-nek és Freier-nek sikerült 1952-ben. Kísérletükben protonoknak és neutronoknak  $\text{He}^4$  magok erőterében való szóródását vizsgálták.

Ha a  $\text{He}^4$  maghoz egy protont vagy egy neutron adunk, azt várhatjuk, hogy  $\text{Li}^5$  ill.  $\text{He}^5$  mag keletkezik. A tapasztalat azonban azt mutatja, hogy a magok nem stabilak: pl. a  $\text{He}^4$  mag a hozzá közeledő protont nem fogja be, hanem az a köztük ható vonzóerőtől kissé eltérítve ismét eltávolodik a proton. Bizonyos meghatározott energiájú és impulzusmomentumú protonok azonban (rezonanciaszerűen) a szokásosnál erősebb kölcsönhatásba lépnek a  $\text{He}^4$  maggal, s így igen erősen szóródnak. Ilyen erős szórás tapasztalható pl. akkor, ha a beeső protonok energiája 2,4 MeV. A szóródott protonok szög szerinti eloszlásából és a hatáskeresztmetszet energiafüggéséből meg lehet állapítani, hogy azok  $p^{3/2}$  állapotban vannak. Néhány MeV-tal nagyobb energiáknál ismét erős szóródást lehet észlelni. Ekkor a szögeloszlás tanúsága szerint a  $p^{1/2}$  állapotú protonok szóródnak. Ez a kísérleti eredmény már mutatja azt, hogy a protonok és a  $\text{He}^4$  atommag kölcsönhatása lényegesen függ attól, hogy a pályamomentum és a spin párhuzamosak-e, vagy ellentett irányúak.

Heusinkveld és Freier kísérletükben szinte kézzelfoghatóan bizonyították a spin-pálya kölcsönhatás létezését a  $\text{He}^4$  magokon kétszer szóródó protonok polarizációjának kimutatásával.

Kísérletükben az érkező (polarizálatlan) protonnyaláb energiája éppen 2,4 MeV volt. Az előzőkből tudjuk, hogy ekkor azok a protonok szóródnak, amelyeknek egységnyi a pályamomentumuk és spinjük ezzel párhuzamos. Ennek megfelelően a második nyíláson (l. 5. ábra) áthaladó protonok spinje lefelé mutat. Minthogy a mondott energiánál túlnyomórészt a párhuzamos spinű és pályamomentumú protonok szóródnak, az I. lemezre sokkal több protonnak kell érkeznie, mint a II. lemezre.



5. ábra

Az ábra Heusinkveld és Freier kísérletének elrendezését mutatja. Az első szóródás a protonok spinjét egymással párhuzamosra állítja. A második szóródásnál a spin-pálya kölcsönhatás miatt a protonok legnagyobb része az I. lemezre szóródik. (A kísérlet lényegében egy polarizátor és egy analízátor alkalmazásán alapul, akárcsak Barkla ismert kísérlete a röntgensugarak polárizálhatóságának kimutatására.)

Ezt a várakozást a kísérlet teljes mértékben igazolta. Ugyanígy ki lehetett mutatni, hogy az ellentett spinű és pályamomentumú protonok néhány MeV-tal nagyobb energia esetén szóródnak nagy mértékben. Ez a kísérlet tehát közvetlenül igazolta Haxel, Jensen, Suess és Goeppert-Mayer feltevését: a nukleonok kölcsönhatása valóban lényegesen függ a spin és a pályamomentum egymáshoz viszonyított állásától.

#### A spin-pálya kölcsönhatáson alapuló modell következményei

Az eddigiekben láttuk, hogy sikerült a spin-pálya kölcsönhatás figyelembevételével feltárni a mágikus számok és a nukleonhéjak kapcsolatát. A spin-pálya kölcsönhatás felismerése amellet nagy lépéssel vitte közelebb a magkutatókat a magerők teljes megismeréséhez.

Igen érdekes következmények származnak a héjmodellből a magok számos tulajdonságára vonatkozóan is. Különösen egyszerűen tekint-



hetők át ezek olyan magoknál, amelyekben csupa lezárt héjból álló mag-törzsön kívül egyetlen nukleon kering, vagy az utolsó héjból egy nukleon hiányzik. Várható, hogy az ilyen atommagok impulzusmomentuma egyenlő az egyetlen héjon kívüli, ill. a hiányzó nukleonéval.\* Néhány példát. táblázatba foglaltunk:

	A modell szerint az egyetlen héjon kívüli vagy a hiányzó nukleon állapota:	Az impulzusmomentum tapasztalat szerint:
${}^7_8\text{N}^{15}$	$p^{1/2}$	$1/2$
${}^8_9\text{O}^{17}$	$d^{5/2}$	$5/2$
${}^{13}_{14}\text{A}^{27}$	$d^{5/2}$	$5/2$
${}^{19}_{20}\text{K}^{39}$	$d^{3/2}$	$3/2$
${}^{82}_{125}\text{Pb}^{207}$	$p^{1/2}$	$1/2$
${}^{83}_{126}\text{Bi}^{209}$	$h^{9/2}$	$9/2$

Amint látjuk, a modell minden esetben ugyanazt az impulzusmomentumot írja elő, mint amit a mérések szolgáltatnak.

Kissé bonyolultabb a modell következményeinek és a tapasztalt értékeknek az összehasonlítása olyan magoknál, amelyekben több nukleon mozog a zárt héjakból álló törzs körül. E nukleonok impulzusmomentuma a vektorösszeadás szabályai szerint különböző eredővé tevődhetik össze.

Ezekben az esetekben azt várjuk az elmélettől, hogy megállapítsa: a különböző impulzusmomentum-kapcsolódások közül melyik valósul meg az alapállapotban?

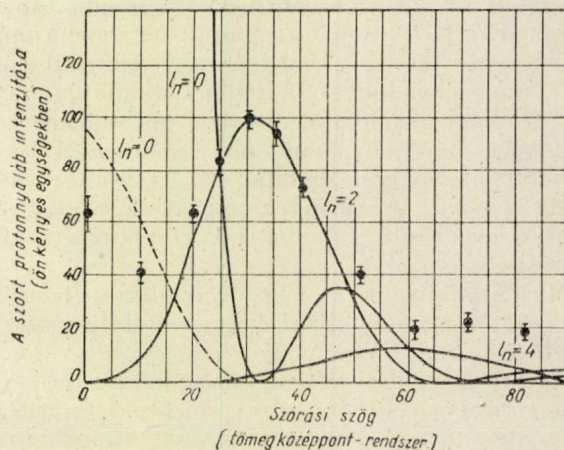
Az elmélet itt is szinte maradéktalanul megmagyarázza a tapasztalt értékeket. Az elméleti számítások szerint a párosszámú protont és páros neutron tartalmazó magok impulzusmomentuma zérus. Ezt az eredményt a tapasztalat kivétel nélkül megerősíti. A páros tömegszámú magok esetében az elmélet szerint a legtöbb esetben azt kell várnunk, hogy a mag teljes impulzusmomentuma a leglazábban kötött, páratlan nukleon momentumával egyenlő. A tapasztalat általában összhangban van ezzel az eredménnyel, az itt-ott előforduló kivételek magyarázatánál az elmélet ugyancsak megállta a helyét.

Komolyabb nehézséget csak az az eset okozott, amikor páratlan számú, a  $g^{9/2}$  héjban levő nukleon volt a magtörzsön kívül. A nukleonok közötti vonzóerők figyelembevételével ésszerű feltevésekkel végzett számítások eredménye szerint ilyen esetben mindig a  $9/2$  impulzusmomentumú állapot a rendszer legstabilabb állapota. A tapasztalat viszont azt mutatja, hogy számos atommagnál a  $7/2$  impulzusmomentumú állapotban erősebb a nukleonok közötti kötés. Legújabbban sikerült azonban megmutatni, hogy ha feltesszük, hogy a nukleonok között ható vonzóerő mellett rövidhatótávolságú taszítóerő is hat, az elméleti számítások tapasztalattal egyező eredményre vezetnek.

\* Zárt héj impulzusmomentuma zérus.

Igen érdekes következményekre vezet a modell és az általa szolgáltatott nívórendszer (l. 6. ábra) a deuteron-elszakítási (»stripping«) reakciók értelmezésénél.

A legutóbbi években sikerült tisztázni, hogy mi történik, ha valamilyen atommagot deuteronokkal bombázunk. Minthogy a deuteronban az alkotórészek: a proton és a neutron igen lazán kapcsolódnak egymáshoz,\*\* kiterjedése viszonylag nagy. Ezért ha egy magot deuteronokkal bombázunk, a deuteron nem hatol be teljes egészében a bombázott magba, hanem pl. a mag a neutron abszorbeálja, a proton azonban — a deuteron nagy méretei folytán — elég távol halad el az atommagtól, s így az nem befolyásolja lényegesen



6. ábra

Az ábra az  $l_n = 0, 2, 4$ -hez tartozó szögelosztási görbék mutatja — az elmélet szerint. A szaggatott vonal az  $l_n = 0$ -hoz tartozó görbe hússzorosan kicsinyítve. A berajzolt kísérletileg mért pontok jól egyeznek az  $l_n = 2$ -höz tartozó elméleti görbével. (A kicsiny szögeknél észlelt eltérés értelmezhető, ha feltesszük, hogy 3%-os relatív valószínűséggel  $l_n = 0$ -val is lehetséges neutronbefogás.) [King és Parkinson, Phys. Rev., 88, 142 (1952).]

mozgását.\*\*\* A mag tehát a neutron mintegy leszakítja a protonról. Ilyen reakció pl.:  $\text{Cl}^{35}(\text{d}, \text{p})\text{Cl}^{36}$ .

Ha a reakcióban résztvevő atommagok (példánkban  $\text{Cl}^{35}$  és  $\text{Cl}^{36}$ ) impulzusmomentumai ismeretek, úgy elméleti megfontolásokkal meghatározhatók azok az  $l_n$  értékek, amelyekhez tartozó pályákra a neutron az impulzusmomentum megmaradása törvényének megsértése nélkül befogódhatik a magba. Példánkban  $\text{Cl}^{37}$  momentuma  $3/2$ ,  $\text{Cl}^{36}$ -é 2; a megfontolások szerint a neutron pályamomentuma a befogás után 0, 2 vagy 4 lehet. A befogott neutron  $l_n$  pályamomentuma a protonok szög szerinti eloszlását teljesen meg-

\*\* A deuteron kötési energiája kb. 2,2 MeV, a nehezebb atommagokban viszont az egy nukleonra eső kötési energia kb. 8 MeV.

\*\*\* Az elmondott folyamat mellett lehetséges az is, hogy a deuteron a bombázott magba behatol, s így közös mag keletkezik. Az utóbbi folyamat valószínűsége azonban lényegesen kisebb, mint az elsőé: különösen nem túl nagy szórási szögek esetén.



határozza. Ábránkon az  $l_n = 0, 2, 4$ -hez tartozó szögeloszlási görbék láthatók. Az ábrából látszik, hogy a kisebb  $l_n$ -ekhez tartozó szórás sokszorosan felülmúlja a nagyobb  $l_n$ -ekhez tartozó szóródást. Ha tehát több  $l_n$  érték jöhet szóba, a legkisebbnek megfelelő szögeloszlás elfedi a többit.

Az előzőkben láttuk, hogy a héjmodell szerint az egyes nukleonok a magban meghatározott impulzusmomentumú pályákon mozognak. A deuteron-elszakításnál azt várjuk, hogy a neutron a mag még el nem foglalt pályáira fogódik be. A bombázott  $\text{Cl}^{35}$  magban már mind-egyik  $1s^{1/2}$ ,  $1p^{3/2}$ ,  $1p^{1/2}$ ,  $1d^{5/2}$  és  $2s^{1/2}$  neutronállapot be van töltve, ezenkívül a négy  $1d^{3/2}$  neutronállapot közül kettő. A legmélyebb üres nívó tehát  $1d^{3/2}$ , ezen a neutron pályamomentuma  $l_n = 2$ . Ezért — noha az impulzusmomentum-megmaradás tétele  $l_n = 0$ -val való neutronbefogást is megengedne — a héjmodell alapján az  $l_n = 2$ -nek megfelelő szögeloszlási görbe várható a kísérlet eredményeként, ha a neutron a legmélyebb üres pályát foglalja el. Az ábrára berajzolt mérési eredmények mutatják, hogy a kísérlet megerősíti a héjmodell alapján tett kijelentést.

Más atommagokkal végzett deuteron-elszakítási reakciók eredményei ugyancsak teljes összhangban vannak a héjmodellel.

Igen sok példát lehetne még felhozni a héjmodell alapján előrelátott és a tapasztalatilag talált eredmények egyezésére. Az atommagok minden olyan tulajdonsága, amely a nukleonok kvantumállapotával van kapcsolatban — pl. a mágneses dipólmomentumok, a gerjesztett állapotok impulzusmomentuma, a  $\beta$ - és  $\gamma$ -sugárzásokra vonatkozó kiválasztási szabályok és átmeneti valószínűségei, a magreakciók — megannyi lehetőséget nyújtanak a modellből levezetett eredmények ellenőrzésére és a modell helyességének igazolására.

### Nehézségek

A magfizika további fejlődése szempontjából azonban talán még nagyobb jelentősége van azoknak a jelenségeknek, amelyek a jelenlegi elképzeléseink alapján nem magyarázhatók meg teljesen.

E nehézséget jelentő problémák két típusba sorolhatók.

Az egyik típusba tartoznak a nukleonok kölcsönhatásával kapcsolatos kérdések. Ma még nem mondhatjuk, hogy teljesen ismerjük a nukleonok közötti kölcsönhatást közvetítő erőteret: a mezonteret\*, ezért sok esetben feltevésekkel kell segíteni ismereteink hiányán. Nem tudjuk például pontosan, hogy a nukleonok intenzív kölcsönhatása az atommagban nem változtatja-e meg a nukleonok mágneses dipólmomentumát. Ha igen, akkor nem várhatjuk, hogy az atommag mágneses dipólmomentuma az egyes nukleonok *szabad*

*állapotban* mért momentumának eredője legyen. E kérdés tisztázása elsősorban a könnyű — két, három nukleonos — atommagok tanulmányozásából várható.

Egy másik komoly nehézség: a spin-pálya kölcsönhatás elméleti értelmezése. Mint láttuk, ennek létezését a közvetlen és közvetett tapasztalatok kétségtelenül bizonyítják. A magerők mezonelméletéből azonban hosszú időn át nem sikerült levezetni a tapasztalattal egyező előjelű és nagyságú spin-pálya kölcsönhatást.

A magerők vonzó jellegű erőtere ugyanis — éppúgy, mint az atomokban az elektronok és a mag közötti vonzó erőter — olyan spin-pálya kölcsönhatásra vezet, amely az antiparallel spin-pályamomentum beállásnak kedvez, a tapasztalattal ellentétben.

Legújabban *Araki* japán fizikusnak sikerült ezen a területen eredményt elérni. Kimutatta, hogy a pszeudoskalár mezonterben fellépő rövidhatótávolságú intenzív *taszítóerők* a tapasztalattal egyező előjelű és nagyságú spin-pálya kölcsönhatásra vezetnek.

\*

A nehézségek másik fajtája a független-részecske-modell alapfeltevéseivel kapcsolatosak. Emlékeztetünk arra, hogy a magmodell a nukleonok mozgását az atommagon belül egymástól függetlennek tekinti. E feltevés igen sok esetben kielégítőnek bizonyult — amit a héjszerkezetet értelmező független-részecske-modell jelentős sikerei mutatnak.

A kvadrupólmomentumok vizsgálata azonban rávilágított arra, hogy e feltevés nem minden esetben vezet a tapasztalattal egyező eredményre. Az atommagok kvadrupólmomentuma, mint tudjuk, a mag töltéseloszlásának deformálódására jellemző adat. Ha a töltéseloszlás gömbalakú, a kvadrupólmomentum zérus, »szivaralakú« atommagé pozitív, belapult magé pedig negatív. Természetes gondolat úgy értelmezni a kvadrupólmomentumokat, hogy azok a mag gömbalakú törzse körül keringő protonok nem gömbszimmetrikus eloszlásának következményei. Ez az elgondolás a tapasztalati adatokkal egyező előjelű eredményekre vezet, s a protonszámtól való függést is helyesen adja, de az elméleti értékek sok esetben kb. tized-huszadrészét teszik ki a mért kvadrupólmomentumoknak. *Rainwater* mutatott rá arra, hogy ez az eltérés megszüntethető, ha tekintetbe vesszük, hogy a törzs körül keringő nukleonok a törzset polarizálják, s ha az így deformált törzs kvadrupólmomentumát a külső protonokéhoz hozzászámítjuk, a tapasztalattal egyező eredményekre jutunk.

*Rainwater* gondolata igen termékenynek bizonyult és kijelölte a héjmodell továbbfejlesztésének útját: el kell vetnünk a független-részecske-modellnek azt a feltevését, hogy a nukleonok kölcsönhatását leíró potenciáltér időben változatlan, gömbszimmetrikus tér. Vannak olyan jelenségek — éppen a kvadrupólmomentumok

\* L. Marx György »A magerők mezonelmélete« c. cikkét a Fizikai Szemle I. 4. 1951. számában.



esete volt az első példa ilyenre — amelyeknél jelentős szerepe van az atommag *kollektív* alakváltozásainak, amely azután visszahat az egyes részecskék pályamenti mozgására. E kölcsönhatásnak fontos hatása van az atommagok mágneses nyomatékára, az energianívókra stb.

Az atommag nukleonjai kollektív mozgásainak figyelembevételére az utóbbi években számos kutató — A. Bohr, D. Hill, A. Wheeler, B. Mottelson — munkája nyomán megszületett a *kollektív modell*, amely a héjmodell továbbfejlesztésének tekinthető.

\*

*Összefoglalva:* A legutóbbi nyolc év kutatásai nyilvánvalóvá tették, hogy az atommag szerkezetének a valóságot sok tekintetben jól megközelítő képe az, hogy a nukleonok az atommag potenciáletterében egymástól függetlenül, meghatározott kvantumszámokkal jellemzett pályákon mozognak, s a centrális erőterén kívül a spintől és pályamomentumtól függő erők hatnak rájuk. Ez a modell igen nagy, tapasztalatilag talált adathalmazt értelmez kielégítően, alkalmas a magok mágneses momentumának, impulzusmomentumának elméleti meghatározására, a nukleonok kötési energiáinál,  $\beta$ - és  $\gamma$ -sugárzások valószínűségeinél és számos más jelenségnél tapasztalt törvényszerűségek értelmezésére. A spin-pálya kölcsönhatás bevezetése — amelynek létezését közvetlen kísérletek is mutatják — megmagyarázza azt a tapasztalati tényt, hogy a 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 protont, ill. neutronot tartalmazó atommagok szomszédaitól sokban eltérő tulajdonságúak. A héjmodell alapján megtudtuk, hogy lényeges hasonlóság van a Mengyelejev-féle rendszer periódusait lezáró nemesgázok kémiaiilag indifferens volta és a »mágikus« atommagok, pl.  ${}^2\text{He}^4$ ,  ${}^8\text{O}^{16}$ ,  ${}^{20}\text{Ca}^{48}$ ,  ${}^{82}\text{Pb}^{208}$  különleges stabilitása között: mindkettő a kvantummechanika törvényei által megszabott héjszerkezet következménye.

Ma még nem tartunk ott, hogy az atommagfizika minden tapasztalati eredményét egységes elképzelés alapján, ad-hoc feltevések nélkül megmagyarázzuk és megértsük, de a magfizikai kutatás nagy utat tett meg e cél felé.

A magfizikusok helyzete ma még sokban hasonlít a kémikusok és spektroszkópikusok helyzetére a kvantummechanika felfedezése előtti időben. Akkoriban nem tudtak még egységes képet alkotni az atomok szerkezetéről, a molekulákat összetartó erőkről és az anyag és sugárzás kölcsönhatásáról. A kutatás folyamán az eredmények szemléltetésére különböző modellekhez folyamod-

tak: a kémikus vegyérték-karokra hivatkozott, a sugárzások tanulmányozói az atomokat homogén töltésfelhőnek, oszcillátornak vagy parányi naprendszernek tekintették. A kvantummechanika sikeresen egyesítette ezeket az elképzeléseket: ma már ugyanazzal a Schrödinger-egyenlettel írjuk le a katódsugarak mozgását, mint a hidrogénmolekulát összetartó erőket vagy a fotoeffektust.

Az elméleti magfizika eddigi története: a magmodellek története. Az atommagot már hasonlították kristályhoz,  $\alpha$ -részecskéből álló molekulához, homokzsákhhoz, folyadékcsepphez, merev testhez vagy áthatolhatatlan falú dobozba zárt anyag-hullámokhoz. A kutatás célja a magfizikában is: e látszólag ellentmondó modellek összefoglalása egy egységes képben. A megoldást azonban most nem ott kell keresnünk, mint az atomfizikában. A magalkatrészek mozgástörvényeit ismerjük: ugyanaz a kvantummechanika írja le ezek mozgását, amely a kémia, spektroszkópia és anyagszerkezet tapasztalati tényeit helyesen értelmezi. Ezt éppen a héjmodell komoly sikere tette kétségbevonhatatlanná.

Az egységes magmodell fejlődése egyrészt a magerőkre vonatkozó ismereteink gyarapodásától, másrészt az atommag kollektív mozgásainak vizsgálatára alkalmas elméleti módszerek kifejlesztésétől várható. E feladatok ma a magfizikai kutatás központi problémái.

A héjmodellnek igen fontos szerep jutott az atommagra vonatkozó egységes elképzelések kialakításában: kétségtelenné tette a kvantummechanika alkalmazhatóságát az atommagra, a magszerkezet igen sok tapasztalt törvényszerűségét helyesen értelmezte, ezenkívül rávilágított a magerők egyik fontos sajátosságára: a spin-pálya kölcsönhatás létezésére. De igen fontos a héjmodell szerepe a továbbvezető úton is: hiányosságai, elégtelenségei kijelölik a további kutatások irányát.

Györgyi Géza

Magyar Tudományos Akadémia  
Központi Fizikai Kutató Intézete

#### IRODALOM

1. Szamosi Géza, Magyar Fizikai Folyóirat, 1, 55 (1953).
2. O. Haxel, H. Jensen, E. Suess, *Ergeb. exakt. Naturw.* 26, 244 (1952).
3. B. H. Flowers, *Progress in Nucl. Phys.* 2, 235 (1952).
4. M. Goeppert-Mayer, H. Jensen, *Elementary Theory of Nuclear Shell Structure*, Wiley, New York. (1955).
5. E. Feenberg, *Shell Theory of the Nucleus*, University Press, Princeton. (1955).



## Magfizikai mérések a fizikus képzésben

Egyetemünkön a fizikusképzés utolsó félévében szabadon választott mérést végeznek a hallgatók. Egy teljes féléven keresztül egy témával foglalkoznak. Először irodalmi áttekintést szereznek, lehetőleg idegennyelvű források alapján, ezután megtervezik, összeállítják és ellenőrzik mérőberendezésüket, végül elvégzik a kitűzött mérési feladatot. A méréseket a hallgatók tetszés szerint választják ki, magfizika vagy mikro-hullámú technika köréből, tehát mindenki a neki leginkább megfelelő témával foglalkozik. Ennek megfelelően nagyobb a hallgatóság érdeklődése és lelkesedése, mint a kötelező mérések végzésénél. Saját témaköréről mindenki szemináriumi beszámolót tart, így egymás méréseit és problémáit is megismerik. A mérések tárgyköre évenként természetesen ismétlődik — még így is elég sok nehézség merül fel a sok különböző téma anyaggal és eszközzel való ellátásában — azonban minden évben van néhány újabb mérés, a kipróbált méréseken változtatás, javítás és továbbfejlesztés.

A továbbiakban magfizikai tárgyú méréseinket fogjuk ismertetni, amelyek felölelik a hazánkban folyó magfizikai kutatás majdnem minden ágát, természetesen a didaktikai céloknak megfelelő, egyszerűsített formában.

### Gyorsító berendezéssel kapcsolatos mérések

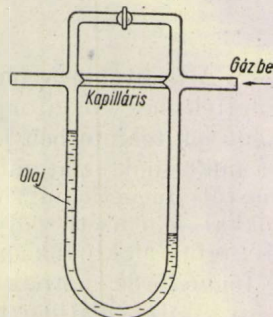
Mivel a magfizikai gyorsító berendezéseknél szükség van vákuumtechnikai, elektron- és ionoptikai ismeretekre, a hallgatóság gyakorlatra tesz szert ezen területeken is.

1. Vákuumtechnikai mérésünkön kis higany-diffúziós pumpával dolgoznak, Pirani manométert hitelesítenek Mac-Leod manométerhez és méri a szivattyú legfontosabb tulajdonságát, szívósebességét. A módszer felhasználja, hogy egy kapilláris adataiból számolható a kapilláris áramlási ellenállása  $\left(\frac{1}{F}\right)$ . Mérjük az 1. ábra alsó részén

látható olajmanométerrel a cső két vége közötti nyomás különbséget ( $\Delta p$ ) és a szivattyú oldalán a nyomást ( $p_2$ ). Ezekből számolható az átáramlott gáz mennyisége:  $F \Delta p = Q$ , ennek ismeretében pedig a szivattyú szívósebessége az illető nyomáson:  $S = \frac{Q}{p_2}$ .

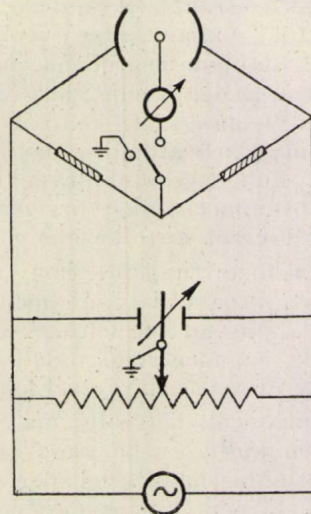
2. Elektrolittankban történő méréssel ismerkednek meg a hallgatók az elektronoptika elemeivel. Nagyméretű tankban híd-módszerrel méri adott elektróda elrendezés ekvipotenciális vonalait. A generátor feszültséget a 2. ábrán látható

módon az elektródákra viszik és nullindikációval megkeresik a szonda azon helyzeteit, amelyek potenciálja megegyezik a generátor feszültségét leosztó potenciométer előre beállított értékével.



1. ábra. Szívósebességmérő

A módszer sokkal érzékenyebb és pontosabb, ha az indikátor egyik fele földelhető és a híd többi pontjának föld kapacitása kiegyenlíthető. Ezt a 2. ábrán látható Wagner-féle földeléssel érhetjük el. Ennél a generátort még egy potenciométerrel

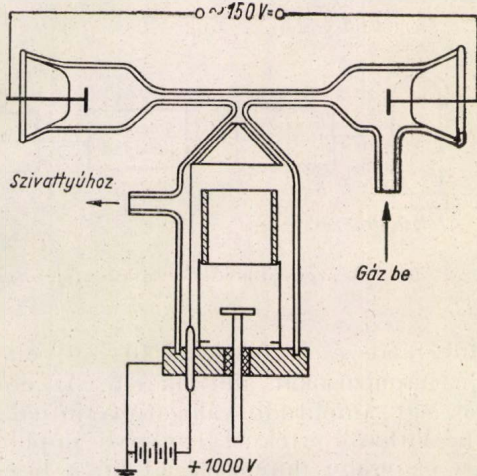


2. ábra. Elektrolittank Wagner-féle földeléssel

és egy parallel kötött két állórészes forgókondenzátorral áthidaljuk. A potenciométer csúszkáját és a kondenzátor forgórészét leföldeljük. Az ábra felső részén látható tulajdonképpeni híd elrendezésnél az átkapcsoló mindkét állása mellett beállítjuk az egyensúlyt. Ezzel elértük az indikátor és szonda állandó földelését és a híd másik két pontjának földkapacitásait a két részes forgóval kikompenzáltuk.



Az ekvipotenciálisok, illetőleg hengerszimmetrikus esetben a tengelymenti potenciáeloszlás ismeretében a hallgatók numerikus vagy grafikus módszerrel számolják az illető lencserendszer fókusz távolságát. Múlt évben elkezdtük, de még nem fejeződött be teljesen, egy közvetlenül elektronpályákat felrajzoló, triciklis módszerrel és tangens híddal működő elrendezés felépítését. Az ideai hallgatók feladata lesz ennek befejezése, valamint egy gumimembrános elektronpályarajzoló elkészítése.



3. ábra. Kapilláris kisüléses ionforrás

3. Mivel gyorsítóberendezés nem használható ionforrás nélkül, külön mérésben ismerkedik meg a hallgató két különböző típusú ionforrással. Ehhez a méréshez nagyobb méretű olajdiffúziós szivattyút használnak.

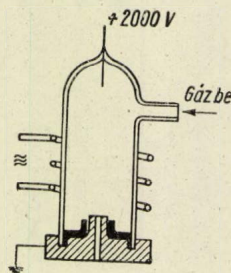
A 3. ábrán látható a kapilláris kisüléses ionforrás, ennél pár 100 Voltos külső feszültségforrás segítségével a kapillárisban létrehozott, tehát kis térbe koncentrált ívkisülés nagy ionkoncentrációt létesít. Az ionokat merőleges irányban kb. 1000 Voltos kiszívó tér fókuszálja a céltárgyra. Az ionforrás előnyös tulajdonsága, hogy az ionok energiaszórása csak pár Volt, hátránya, hogy az ív instabil és nehezen gyullad be.

A rádiófrekvenciás ionforrásnál a kisülést nem belső elektródák hozzák létre, hanem egy nagyfrekvenciás ( $> 20\text{ MC}$ ) és nagyteljesítményű oszcillátornak a kisülési téren kívül elhelyezett tekercse. A cső belsejében kialakuló plazmából, nagykoncentrációjú iongázból negatív szonda szívja ki az ionokat; mivel a nyáláb divergens, a szonda után még kondenzor lencsét is alkalmaznak. Az ionok tehetetlensége miatt a nagyfrekvenciás tér nem gyorsítja fel az ionokat, tehát ezek energia szórása kicsi lesz. Másik előnye, hogy a kapott ionsugár nagy része atomion pl.  $H^+$ , mivel a kisülési térben nincs fémfelület, ami a  $H$  atomok rekombinációját elősegítené  $H_2^+$ -á. Külső mágne-

ses térrel az iontermelés tovább fokozható, ennek mechanizmusa elméletileg még nem teljesen tisztázott. A mérések az optimális ionáram előállítását célozzák a kiszívó szondafeszültség és a mágneses tér függvényében.

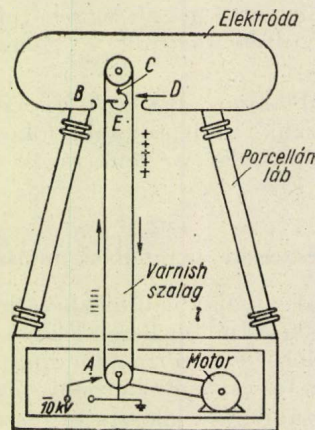
4. A »nagy« gyorsítófeszültséget egy kb. 200 kV-os Van de Graaf-generátor modellel állítjuk elő. A generátor elvi elrendezése az 5. ábrán látható.

A warnish szalag töltését 10 kV-os egyenirányító adja  $A$  túsoron keresztül, a szalagot 0,1 lóerős motor hajtja. A gömb átmérője 20 cm. A



4. ábra. Radiofrekvenciás ionforrás

szalag töltését  $B$  és  $C$  túsor adja át a gömbnek, utóbbi elég nagy távolságra van elhelyezve az elektródától (ami a gömbbel összekötött forgó



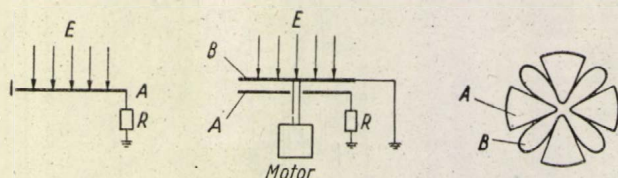
5. ábra. Van de Graaf-generátor

henger), így közöttük kb. 10 kV-os potenciálkülönbség alakul ki. Ez azért szükséges, hogy a  $D$  áttöltő túsorral szemben a negatívabb  $E$  pont elősegítse a szalag pozitívra való áttöltődését. Így a szalag töltésszállítását megkétszerezzük. A szalag árama a motor fordulatszámából, a szalagfelületből és az átütési szilárdság által megengedett töltéssűrűségből számolható. A gömb rövidzárási árama a mérések szerint kb.  $40\text{ }\mu\text{A}$ , a számítható elméleti értéknek mintegy 60%-a, ez már gyakorlatilag elfogadható hatások. Az elért maximális feszültség 200 kV körül van. Ezt úgy határoztuk meg, hogy mértük a gömbbel



szembe állított síklapra való átütés távolságát és ebből számoltuk a feszültséget.

A feszültség pontosabb mérése rotációs térmérővel történik. Ennek működési elve a 6. ábrán látható. A fémfelületen  $E$  elektromos térben  $Q = \varepsilon E$  töltés influálódik, ha ezt  $F$  felületi földelt fémlappal leárníykoljuk, akkor  $Q = \varepsilon EF$  töltés folyik le az  $R$  ellenálláson és azon feszültségesést okoz. Másodpercenként  $n$ -szer megismételve a műveletet az ellenálláson fellépő váltófeszültség egyenesen arányos a térerősséggel és természetesen a fordulatszámmal. Gyakorlati kivitelnél a váltó feszültséget növelhetjük a szek-



6. ábra. Rotációs térmérő

torok számának növelésével. A szektorok lemniskáta alakúak, hogy a felület a polárszög szinuszos függvénye legyen, mert a tiszta szinuszos áram könnyebben detektálható. A csővoltmérő kitérése a fordulatszám és összfelület ismeretében ismert feszültséggel (pl. a szalagot töltő 10 kV-tolt ráadjuk a generátor gömbre) kalibrálható.

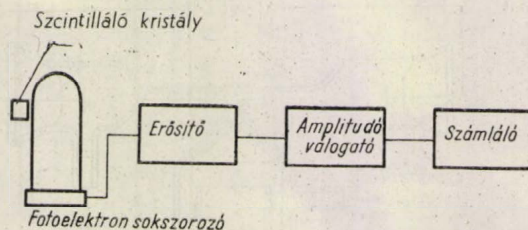
A továbbiakban 50 kV-os gyorsítóegység építését tervezzük, amit további fokozatokban lassanként felépítünk. Az ionforrások és a gyorsítóberendezés *Erő János* vezetésével készült.

### Részecske számlálási módszerek

1. A magfizikának nélkülözhetetlen segédeszközei a részecskeszámláló berendezések. A szcintillációs számlálóról egyszerre mondhatjuk azt, hogy a legrégebbi és a legmodernebb számlálóeszköz. 1908-ban számláltak először  $\alpha$ -részecskéket oly módon, hogy az  $\alpha$ -részecskék hatására cinkszulfid ernyőn létrejövő fényfelvillanásokat mikroszkópon át szemmel regisztrálták. A régi szcintillációs számlálók — szpintariszkópok — modern változatánál a cinkszulfid ernyő helyett legtöbbször nagyobb méretű egykristályt (antracén, talliummal aktivált nátriumjodid stb.) vagy szcintilláló folyadékot (toluolban oldott terfenil stb.) alkalmazunk, a mikroszkópot és az emberi szemet pedig fényérzékeny elektronsokszorozóval helyettesítjük.

Kövessük végig a laboratóriumban a  $\gamma$ -sugarak számlálására megépített szcintillációs számláló működését (7. ábra). Szcintilláló anyagként mesterségesen előállított talliummal aktivált nátriumjodid kristályt alkalmaztunk. A  $\gamma$ -sugarak a kristályban abszorbeálódva gyors elektronokat

keltének, amelyek a kristályban lefékeződnek, energiájukat átadják a kristálynak. A kapott energia egy részét (kb. 8%-át) a kristály látható fény (kékes-ibolyás színű) formájában kisugározza. A fotonok az elektronsokszorozó (RCA 931/A típusú) katódjából fotoelektronokat váltanak ki, ezek felsokszorozódva az anódon, elektromos impulzusként jelennek meg. A fotoelektronsokszorozó tehát a fényimpulzust elektromos impulzussá alakítja át és hozzátehetjük, hogy kényelmesen kezelhető elektromos impulzussá, mert az impulzusok amplitudójának a nagyságrendje 0,01–0,1 Volt. Ebből további



7. ábra. A szcintillációs számláló felépítése

erősítőberendezés segítségével 10–50 Volt amplitudójú impulzusokat állítunk elő. Az erősítóből a jelek egy amplitudó válogatóba jutnak, amely egy beállítható értéknél nagyobb impulzusokra azonos nagyságú impulzust ad ki, a kisebb impulzusokat pedig nem engedi tovább. Ezt a feladatot egy multivibrátor kapcsolással oldjuk meg. A válogatásra azért van szükség, mert a fotoelektronsokszorozók nagyon sok zajimpulzust adnak, amelyek általában kisebbek, mint a jelimpulzusok. A kis impulzusok kizárása segítségével tehát nagymértékben lecsökkenthetjük a méréseket zavaró zajimpulzusok számát.

Az amplitudó válogatóból kilépő jeleket impulzusalásztó berendezés segítségével elektromos úton számláljuk.

A berendezés megépítése után a hallgatók mérési feladatként a számláló rádium  $\gamma$ -sugaraik számlálására vonatkozó átlagos hatásfokát határozták meg. Hatásfok alatt a számlált és a számlálóra eső  $\gamma$ -kvantumok számának hányadosát értjük. A mérés eredménye az, hogy ezen szcintillációs számláló átlagos hatásfoka kb. 10%, szemben a *GM* csövek kb. 1%-os hatásfokával.

2. Magfizikai emulziók segítségével is végzünk részecskeszámlálást. A Debreceni Fizikai Kutató Intézettől tóriumnitrát oldattal átitatott és azután kidolgozott magfizikai emulziós lemezeket kaptunk. Az egyes tóriummagokból és bomlástermékeikből az átitatás és kidolgozás közti időben kilépő  $\alpha$ -részecskék nyomai két-háromszázszoros nagyítású mikroszkóp alatt jól láthatók és mérhetők. Nagyon érdekes jelenség az, hogy egyes centrumokból 3–4  $\alpha$ -részecske nyoma is indulhat ki csillagszerűen. Az ilyen » $\alpha$ -csillag» oka az, hogy a centrumban levő atommag az



emulzióban bomlóssorozaton ment keresztül és a bomlóssorozatban többször fordult elő  $\alpha$ -bomlás. A mag a bomlások alatt nem mozdult el észrevehetően eredeti helyéről.

Az  $\alpha$ -részecskék jól meghatározott távolságra hatolnak el különböző anyagokban. A hatótávolság a részecskék energiájától függ. Ismert energiájú  $\alpha$ -részecskék hatótávolságát mérve összefüggést határozhatunk meg az  $\alpha$ -részecskék hatótávolsága és energiája között, amelynek segítségével más  $\alpha$ -részecskék energiáját megadhatjuk, ha hatótávolságát megmértük.

A laboratóriumi gyakorlat során a hallgatók az emulzióban levő  $\alpha$ -részecskék hatótávolságát mérték. 1500-szoros nagyítású, immerziós objektívvel ellátott, okulármikrométerrel felszerelt mikroszkóppal határozták meg kb. 500  $\alpha$ -pálya hosszát mikronokban. Az azonos hosszúságú nyomokat összeszámolva a mérés eredményét a 8. ábrán látható ún. hisztogramban ábrázolták. A hisztogramban négy jól megkülönböztethető maximumot találunk. A hisztogramba beírtuk, hogy az egyes csoportokat a tórium-család melyik tagjának  $\alpha$ -részecskéi hozták létre. Ennek alapján a 9. ábrán látható energia-hatótávolság összefüggését határozhatjuk meg a vizsgált emulzióra vonatkozólag.

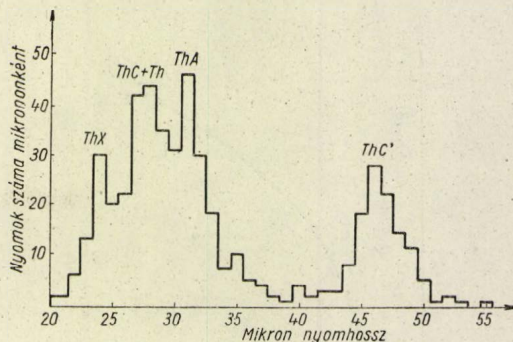
3. Atomi részecskék pályanyomainak vizsgálatára Wilson-kamrát is készítettek a hallgatók. A kamra atmoszféra nyomáson működik, gumi-membrános expanziós rendszerrel. Az expanzió, amint a 10. ábrán láthatjuk, kézi szabályozással történik: az előre leszívott puffertalackot egy csap elforgatásával kötjük össze a kamrával. A membrán tágulásának mértékét a  $T$  alakú állítható ütköző szabja meg. A kamra áramlás-mentességét a membrán feletti hálórendszer biztosítja. A berendezés automatizálásának csak kis részlete van még megoldva: expanziókor az ábrán látható higanyos manométer zárja a megvilágító lámpa áramkörét. Ezzel az egyszerű berendezéssel  $\alpha$ -preparátumról szép felvételeket készítettek a hallgatók. További feladat a teljes automatizálás megoldása szikraszámoló segítségével. A kamra építését Haiman Ottó vezette.

4. Röntgen- és  $\gamma$ -sugárzással, továbbá gyorsítóberendezések mellett dolgozó egyének egészségvédelme szempontjából nagyon fontos az egyéni dózismérés. Amennyiben a mérési adatok azt mutatják, hogy a dolgozók a megengedettnél nagyobb sugárdózist kapnak, akkor a munkafolyamatot le kell állítani, újabb védőberendezést kell építeni.

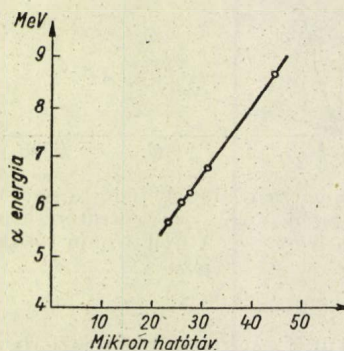
A sugárdózis egysége a röntgen, az a sugáradag, amely egy  $\text{cm}^3$  normál nyomású, normál hőmérsékletű levegőben ionizáció útján egy elektrosztatikus töltésegységet (kb.  $3 \cdot 10^9$  ionpárt) kelt. A napi »tolerancia-dózis«, amelyet veszély nélkül viselhet el a dolgozó, 50 milliröntgen.

Az egyéni sugárdózis mérésére több módszert dolgoztak ki. Egy ilyen módszer a fotografikus

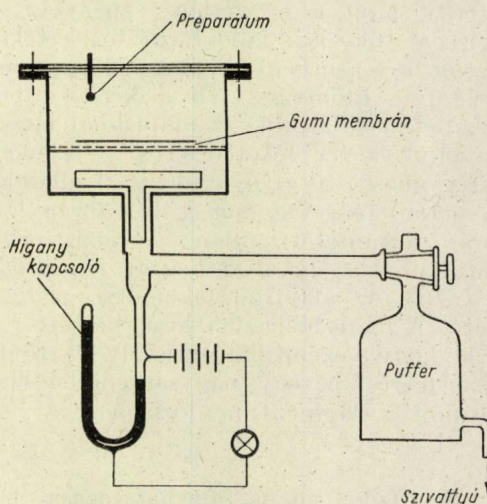
dózismérés. A sugárzásokkal dolgozó személyek röntgenfilm darabot hordanak magukkal. A sugárzás hatására az előhívott filmen feketedés mutatkozik. A mérőfilmmel együtt előhívnak



8. ábra. Az  $\alpha$ -részecske nyomok száma a hatótávolság függvényében



9. ábra. Az  $\alpha$ -részecske energia-hatótávolság összefüggés emulzióban

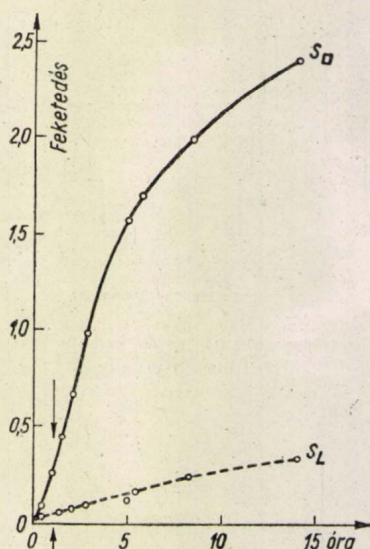


10. ábra. A Wilson-kamra elvi felépítése

olyan filmeket is, amelyeket ismert sugárdózissorozattal sugároztak be. E sorozat segítségével egy feketedés-dózis összefüggést kapnak, amelyből a mérőfilmet, illetve a filmet viselő egyént ért sugárdózis meghatározható. Ez a módszer nagyon egyszerű, azonban a tolerancia-dózis esetén csak egy-két hét besugárzás után kaphatunk jól mérhető feketedést.



A laboratóriumi gyakorlat során megvizsgáltuk azt, hogy a fotografikus dózismérést nem lehetne-e annyira érzékenyvé tenni, hogy már egynapos dózisokat is mérni lehessen vele. A fényképező lemez fölé kisméretű antracén kristályt



11. ábra. Besugárzási idő-feketedés összefüggés Agfa-röntgenfilm esetén.  $S_{\square}$  az antracén kristály alatt,  $S_L$  az alapfilmen mérve. A nyíl a napi tolerancia dózis jelzi

tályt helyeztünk. A kristályban az abszorbeálódó  $\gamma$ -kvantumok hatására látható fény keletkezik, amely a fényképező lemezt várhatóan jobban megfeketíti, mint a közvetlen  $\gamma$ -sugárzás.

A vizsgálatok alatt különböző dózisértékekkel sugároztuk be a röntgen filmekre helyezett antracén kristályt. Előhívás után a kristály helyén erős feketedést találtunk az alapfilm feketedéséhez viszonyítva. A feketedés és a besugárzási idő (ez egyenesen arányos a dózissal állandó távolság esetén) összefüggését a 11. ábrán látjuk. Az ábrán feltüntetett tolerancia-dózis értéknél a szcintilláló kristály által keltett feketedés értéke kb. 0,3, az alapfilm feketedése pedig alig észlelhető. A mérésből azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a szcintilláló kristály és röntgenfilm dózismérő kb. egy nagyságrenddel érzékenyebb, mint a röntgenfilm dózismérő.

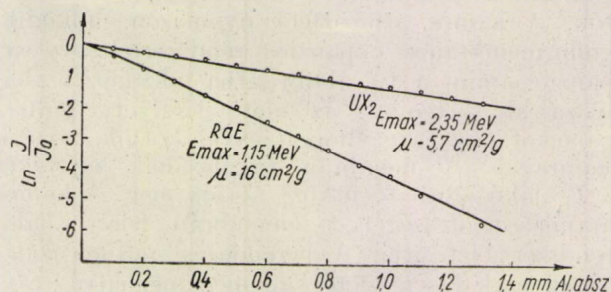
### Magfizikai adatok meghatározása

1. A  $\beta$ -sugarak az anyaggal kölcsönhatásba jutva az anyag atomjait gerjesztik és ionizálják, energiát adnak át. Ha egy  $\beta$ -részecske összes kinetikus energiáját átadja, akkor elvész a részecske-nyalábból, abszorbeálódik az anyagban. A tapasztalat szerint a  $\beta$ -részecskék abszorpciója exponenciális jellegű. Jelöljük  $\mu$ -vel az anyag  $\beta$ -részecskékre vonatkozó abszorpciós együtthatóját. Ha az abszorbeáló réteg vastagságát nem cm-ben, hanem  $\text{gr}/\text{cm}^2$ -ben és az abszorpció

együtthatót  $\text{cm}^2/\text{gr}$ -ban adjuk meg, akkor  $\mu$  nem függ lényegesen az anyag minőségétől, hanem csak a  $\beta$ -sugárzás maximális energiájától.

A laboratóriumban a hallgatók  $UX_2$  és  $RaE$  atommagok  $\beta$ -sugárzásának abszorpcióját mérték alumíniumban. A  $\beta$ -részecskéket végeblakos  $GM$ -csővel regisztrálták, az impulzusokat általuk épített négyfokozatú impulzusalóosztó berendezéssel számlálták. A mérési eredmények logaritmusát — a nulleffektussal való korrekció után — az alumínium vastagságának függvényében látjuk a 12. ábrán. Ebből megállapíthatjuk, hogy az abszorpciós együttható  $UX_2$   $\beta$ -sugárzása esetén  $5,7 \text{ cm}^2/\text{gr}$ ,  $RaE$   $\beta$ -sugárzása esetén  $16 \text{ cm}^2/\text{gr}$ . Az irodalmi érték  $6,65 \text{ cm}^2/\text{gr}$ , illetve  $16,8 \text{ cm}^2/\text{gr}$ , amelyet vékony preparátumréteg segítségével határoztak meg. A laboratóriumban csak vastag preparátumréteg állott rendelkezésünkre. A preparátumrétegben bekövetkező önabszorpció keményíti a sugárzást, tehát csökkenti az abszorpciós együtthatót, ami összhangban van a laboratóriumi mérésekkel.

2. Mérték a hallgatók a  $K^{40}$  atommag felezési idejét is. A természetes kálium három izotóp keveréke. Ezek közül a 40-es izotóp, amelynek gyakorisága  $0,0119\%$ ,  $\beta$ -sugárzás kibocsátásával  $Ca^{40}$ -es atommaggá, illetve  $K$ -befogással  $A^{40}$ -es atommaggá alakul át. A  $\beta$ -bomlás a való



12. ábra. Az  $UX_2$  és  $RaE$   $\beta$ -sugárzásának abszorpciója alumíniumban

színűbb, 8,5-szer több mag bomlik  $\beta$ -bomlás útján, mint  $K$ -befogás útján. A  $\beta$ -bomlás felezési ideje  $1,6 \cdot 10^9$  év, az együttes bomlás felezési ideje  $1,27 \cdot 10^9$  év.

Az ilyen nagy felezési időket a rádióaktivitás alaptörvénye alapján mérjük. Eszerint az időegység alatt elbomló magok  $dN$  száma arányos a jelenlevő magok számával ( $N$ ):

$$dN = -\lambda N,$$

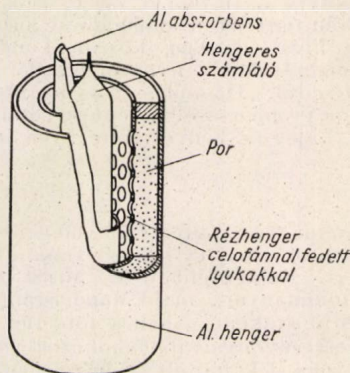
a  $\lambda$  arányossági tényező az ún. bomlási állandó, amely a  $T/2$  felezési idővel a következő összefüggésben van:

$$T/2 = \frac{0,693}{\lambda} \text{ sec.}$$

Ha a felezési idő igen nagy, akkor  $N$  állandónak tekinthető, és  $dN$ , az  $N$  atommagból másod-



percenként elbomló magok számát megmérve  $\lambda$ , illetve a felezési idő kiszámítható. Végeredményben meg kell határozni azt, hogy adott anyagmennyiségben hány  $K^{40}$ -es atommag van ( $N$ ) és ebből időegység alatt hány bomlik el.  $N$ -et a Loschmidt-szám segítségével egyszerűen kiszámíthatjuk,  $dN$ -nek meghatározása azonban



13. ábra.  $K^{40}$  felezési idejének mérésére szolgáló berendezés

már nagyobb feladat. A  $K^{40}$ -ból bomlásonként kilépő  $\beta$ -részecskék abszolút számolását sok körülmény (önabszorpció, visszaszórás, geometriai tényezők stb.) teszi bizonytalanná, a laboratóriumban az irodalmi adatok alapján összehasonlító méréssel határoztuk meg.

A 13. ábrán látható mérőberendezésbe a lyukacsos rézhenger és a külső alumínium-henger közé egyszer kismennyiségű, jól elkevert uranilacetátot tartalmazó kalciumsulfát port, mászor káliumsulfát port helyeztünk el. A közepén elhelyezett vékonyfalú hengeres GM-csővel először az uránból kilépő  $UX_2$   $\beta$ -részecskéket, azután pedig a  $K^{40}$   $\beta$ -részecskéit számláltuk. A mérés geometriája mindkét esetben azonos, a visszaszórás szintén, mert az a  $\beta$ -energiától nem függ, csak a szóróanyag  $Z$  rendszámától. Ezért kell az uranilacetátot kalciumsulfátba keverni, hogy a kétféle anyag között (kalciumsulfát és káliumsulfát között) ne legyen lényeges rendszámkülönbség. Egyszerű számítással ki lehet mutatni azt, hogy ha a porral kitöltött rész vastagsága nagyobb a  $\beta$ -részecskék hatótávolságánál, akkor a két anyagban bekövetkező bomlások számának aránya a következőképpen fejezhető ki:

$$\frac{dN(K^{40})}{dN(UX_2)} = \frac{I_0(K^{40}) \cdot \mu(K^{40})}{I_0(UX_2) \cdot \mu(UX_2)},$$

ahol  $I_0$  az időegység alatt mért beütésszám,  $\mu$  pedig a  $\beta$ -sugárzás abszorpciók együtthatója a két esetben. A bomlási állandó tehát

$$\lambda = \frac{dN(K^{40})}{N(K^{40})} = \frac{I_0(K^{40}) \cdot \mu(K^{40})}{I_0(UX_2) \cdot \mu(UX_2)} \cdot \frac{1}{N(K^{40})} \cdot dN(UX_2).$$

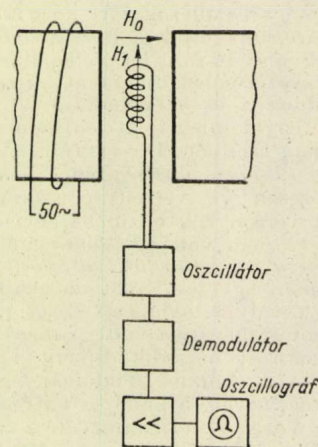
A mérési feladat az  $I_0$  és  $\mu$  értékek meghatározása. A lyukacsos rézhenger és GM cső közé hengeres alumínium abszorbenset helyezve ab-

zorpció görbét vesznek fel a hallgatók, abból meghatározzák  $I_0$  és  $\mu$  értékét. Előzetes súlymérés alapján tudják, hogy a kalciumsulfát keverékben grammonként mennyi urán van, ebből az urán bomlásállandójának segítségével kiszámítják, hogy másodpercenként hány bomlás következik be [ $dN(UX_2)$ ]. A laboratóriumban elvégzett méréseknél  $dN(UX_2) = 10$  bomlás/sec volt.  $\lambda$  kifejezésébe behelyettesítve a mért mennyiségeket és a számított  $N(K^{40})$ -et

$$\lambda = \frac{100 \cdot 9,6}{186 \cdot 5,75} \cdot \frac{1}{7,88 \cdot 10^{18}} \cdot 10 = 1,15 \cdot 10^{-17} \text{ sec}^{-1}$$

értéket kapunk, amiből  $T/2 = 1,9 \cdot 10^9$  év.

3. Kis modellberendezésen megismerik a hallgatók az atommagok mágneses nyomatékának rádiófrekvenciás mérőmódszerét. A szükséges statikus mágneses teret, kb. 2000 Gausst, hálózathoz táplált elektromágnes adja. A 14. ábrán



14. ábra. Rádiófrekvenciás magnyomatékmérő blokk-sémája

látható a méréshez szükséges elektronikus berendezések elvi rajza. A mérőleges irányú rádiófrekvenciás teret, amelynek  $h\nu$  kvantuma egyenlő az illető mágneses térben levő két magnyomaték-nívó különbségével, egycsöves oszcillátor berendezés szolgáltatja. A rezonancia érték körül hangfrekvenciás ütemben változtatva a mágneses teret amplitudó modulált jelet kapunk, amit demodulálás és erősítés után oszcillográfon észlelhetünk. A hallgatók a proton jelét állítják elő a berendezéssel, és a proton mágneses nyomatékának ismeretében a módszert a mágneses tér kalibrálására alkalmazzák.

\*

Az itt leírt mérések összeállításánál sok anyagi támogatást és útmutatást kaptunk a Központi Fizikai Kutató Intézettől, a Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Intézetétől és a Budapesti Orvosi-fizikai Intézettől. Ezúton mondunk érte köszönetet.

Gécs Mária, Keszthelyi Lajos  
Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Fizikai Intézete



## AZ EÖTVÖS VERSENY

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1955. évi fizikai versenyét október 15-én tartotta. A verseny feladatai a következők voltak:

1. Rugalmas lemezt egyik végénél fogva vízszintesen rögzítettünk. Másik vége megpendítve rugalmasan rezeg. (A lemez rezgő vége közelítően függőleges egyenesen mozog.) A rezgésidő 0,2 sec. A rezgő végre kis fadarabot teszünk. a) Mekkora amplitúdónál dobja fel a rugalmasan rezgő lemez a fadarabot? b) Mekkora amplitúdónál repül fel a fadarab 0,5 méter magasra a felhajtás helyétől számítva?

2. a) Egy prizma törésszöge  $17^\circ$ , törésmutatója vörös fényre 1,77, kék fényre 1,80. A  $17^\circ$ -ban összefutó lapok egyikét tükröző bevonattal látjuk el. A másik lapra merőlegesen fehér fénysugarat ejtünk be. Mi történik? b) Taglaljuk azokat az eseteket, amikor a beeső fénysugár nem merőleges a prizma lapjára, hanem a legkülönbözőbb szögeket alkotja vele.

3. Milliampermérő belső ellenállása 50 ohm. A műszer végkitérése minden sönt nélkül 1 mA. A műszer sorba kapcsoljuk  $x$  és  $y$  ellenállásokkal úgy, hogy a műszer, az  $x$  és  $y$  ellenállások zárt kört alkossanak. Ha a műszer végeire kapcsoljuk a hozzávezetéseket, akkor a műszer végkitérése 10 mA, ha  $y$  ellenállás végeire kapcsoljuk a hozzávezetéseket, akkor a műszer végkitérése 100 mA. Mekkora  $x$  és  $y$  ellenállás?

A verseny egyidejűleg folyt le Budapesten, Debrecenben, Szegeden, Egerben, Pécsen, Miskolcon és Veszprémben. Csak 1955-ben érettségizettek vehettek részt a versenyen. Összesen 78 versenyző szerepelt, ebből 49 Budapesten. A versenyzők közül 64 egyetemi, főiskolai hallgató volt, 14 nem volt egyetemi hallgató.

A verseny első díját *Bártfai Pál* nyerte el, az Eötvös Loránd Tudományegyetem matematika-fizika szakos hallgatója, aki tavaly a budapesti Petőfi-gimnáziumban *Milhofer Hugóné* tanítványa volt. A második és harmadik díjat megosztott második díjként kapták: *Gutai László*, az Eötvös Loránd Tudományegyetem fizika szakos hallgatója, tavaly a budapesti Könyves Kálmán-gimnáziumban *Varga Zoltán* tanítványa és *Klein Tibor* a miskolci Rákosi Mátyás Nehézipari Műszaki Egyetem hallgatója, tavaly a budapesti Madách-gimnáziumban *Wolenszky Gyula* tanítványa. Dícséretben részesültek: *Lindner István*, a budapesti Műszaki Egyetem gépészmérnök hallgatója, tavaly a budapesti Petőfi-gimnáziumban *Milhofer Hugóné* tanítványa és *Vértes Péter*, a miskolci Rákosi Mátyás Nehézipari Műszaki Egyetem hallgatója, tavaly a budapesti Eötvös-gimnáziumban *Horváth Jolán* tanítványa.

Az ünnepélyes díjkiosztás december 17-én középiskolai fizikai délután keretében történt meg.

## A KÜLFÖLD HÍREI

Az 1955. évi fizikai Nobel-díjat a Svéd Tudományos Akadémia *H. Lamb* és *P. Kusch* professzoroknak ítélte oda. *Lamb* tervezte meg a hidrogénszínkép finomszerkezetében megfigyelhető vonaleltolódás kísérleti kimutatását és ő is működött közre a kísérlet elvégzésében 1947-ben. *Kusch* az elektron saját mágneses momentumát határozta meg nagy pontossággal 1948-ban és arra a következtetésre jutott, hogy az eltér a Bohr-magneton értékétől. Mindkét kísérleti eredmény a Dirac-féle relativisztikus mechanikától való eltérésre mutat rá. A jelenségek magyarázatát a vákuumpolarizáció és az elektromágneses tér kvantumelméleti zérusponingadozásai szolgáltatják. (Részleteket illetően *I. Román Pál*: *Fizikai Szemle* 5. 50. old. 1955). Ezek a kísérletek olyan fejlődést indítottak el az elektromágneses tér és később a mezontér kvantumelméletében, mely ma is tart és melyre az elméleti fizikában a kvantummechanika kialakulása (1930) óta nem volt példa. Mondhatjuk, hogy *Kusch* és *Lamb* mérései a fizika-történet új korszakának bevezetői voltak.

Az elmúlt évben világszerte megemlékeztek a század egyik kiemelkedő fizikusa, *Niels Bohr* 70. születésnapjáról. Bohr munkássága a kvantummechanikában közismert. Az utóbbi évtizedekben az atommagfizika területén dolgozott. Tőle származik a közbenső mag elmélete, ő dolgozta ki 1939-ben a maghasadás elméletét, melyben felhívta a figyelmet az  $U$  235 izotóp döntő szerepére. Bohr tiszteletére emlékkönyv jelent meg, melyben számos kiváló fizikus, köztük *Landau* is közölt áttekintő dolgozatokat a kvantumelmélet és magfizika egyes kérdéseiről. *Heisenberg* a kvantummechanika interpretációs problémáiról ír, ennek során megemlékezik *Jánossy Lajos* és *Fényes Imre* irányú vizsgálatairól.

\*

1955. július 8-án töltötte be 60. életévét *Igor S. Tamm*, világhírű szovjet fizikus. *Tamm* *Vladivosztok*-ban született, *Edinburghban* és *Moszkvában* végezte egyetemi tanulmányait, majd *Mandelstam* mellett dolgozott. Első időszakban a fémek fotoeffektusával, kristályok felületi viszonyaival foglalkozott, majd érdeklődése a magfizika felé fordult. Tőle származik a *Tamm-Dancoff*-módszer néven ismert közelítő módszer, mely mindmáig a magerők mezonelméletének leghatásosabb módszere, és melynek alapján *Bethe*, *Dyson* és mások fontos eredményeket értek el a mezonoszórásra vonatkozó tapasztalatok elméleti értelmezése terén. Az *Uszpehi Fiziceszkij Nauk* 1955. évi októberi számát *Tamm* működése ismertetésének szentelte. *Tamm* jelenleg a *Moszkvai Állami Egyetem* professzora, a *Lebegyev Fizikai Kutató Intézet* elméleti osztályának vezetője, akadémikus. *Lenin*-renddel tüntették ki, kétszer nyerte el a *Sztálin*-díjat.

\*

December 9-én, 70 éves korában *Zürichben* elhunyt *Hermann Weyl*, a kiváló svájci matematikus és elméleti fizikus. Matematikai munkássága mellett kiemelkedő szerepet játszott a fizikai kutatások történetében az elmélete, melyben elsőnek tett kísérletet az elektromágneses tér geometriai értelmezésére. A kvantummechanikában a *Dirac*-egyenlettel és a *spinnel* kapcsolatos eredményei az egyetemi előadásokon is szerepelnek. Relativitás-elmélettel és a csoportelmélet kvantummechanikai alkalmazásaival foglalkozó könyvei ma is a kérdéskör legjobb, legmélyebben járó monográfiái közé sorolandók.

\*

Az *NDK Fizikai Társulata* az elmúlt év októberében *Weimarban* spektroszkópiai vándorgyűlést rendezett. Hazánkat *Budó Ágoston* és *Kovács István* lev. tagok képviselték. *Kovács István* az oxigén molekulai kvantált  $\pi$  állapotáról adott elő. Az elmélet kérdésein kívül a spektroszkópia alkalmazásairól és eszközeiről is hangzottak előadások.

\*

A *Német Fizikai Társulatok Szövetsége* 1955. évi közgyűlését *Wiesbadenben* tartotta. Az ülésen megjelent többek közt *Hans Bethe*, *W. Heisenberg*, *G. Hertz*, *F. Hund*, *M. Laue*. *Bethenek* átnyújtották a Szövetség *Planck*-emlékermét. A Szövetség elnökeül a következő évre *W. Gerlachot* választották. Ezután a közgyűlés 1600 résztvevője egyhangulag a következő határozatot hozta: „Mi, a Német Fizikai Egyesületek Szövetségének közgyűlésére összegyűlő fizikusok legnagyobb meglepetéssel és teljes egyetértéssel értesítünk a *Bertrand Russell* és kilenc más, a világ különböző tájain élő vezető természettudós által ajáért felhívásról, valamint a tizenhét Nobel-díjas mainai apellátumáról, mely az atomfegyverkezéssel és az atomháborúval foglalkozik. Megismételjük: 'A ma rendel-



kezésre álló tegyverek háborús bevetése a földön olyan radioaktív károkat okozhat, amely egész népeket fenyegethet pusztulással. Rendkívüli veszély esetén egy nemzet sem fog semmi fegyver használatától visszariadni, melyet a tudomány és technika előállíthat. Ezért az összes nemzetnek egy olyan döntést kell hoznia, melyben önként lemondanak az erőszak alkalmazásáról, mint végső politikai eszközről. Ha nem készek erre, akkor pusztulás fenyegeti őket. A fizikusok, akik kutatási eredményeiket az emberiség szolgálatába állítják, kötelességüknek érzik, hogy óvást emeljenek ezen eredmények minden kártevő felhasználása ellen.»

\*

A Német Fizikai Társulatok Szövetségének Otto Hahn-díját 1955-ben, első ízben a svéd *Lise Meitner* nyerte el. Lise Meitnernek döntő szerepe volt a maghasadás felfedezésében és a jelenség helyes fizikai értelmezésében.

\*

Új atommagfizikai folyóirat indult 1956 januárjában „Nuclear Physics» címen. A *Leopold Rosenfeld* (lengyel származású) manchesteri professzor által szerkesztett folyóirat célja, hogy összefogja az európai és ázsiai atommagfizikai kutatásokat és havonta megjelenve biztosítsa az idevágó dolgozatok gyors megjelenését, valamint kellő nyilvánosságát. A szerkesztőség

tagjai többek között *H. Thirring* (Ausztria), *C. Möller* (Dánia), *F. Joliot-Curie* (Franciaország), *Jánosy Lajos* (Magyarország), *H. Bhabha* (India), *E. Amaldi* (Olaszország), *S. Tomonaga* (Japán), *G. Racah* (Izrael), *L. Infeld* (Lengyelország), *K. Siegbahn* (Svédország), *Szkobelcin*, *Markov* és *Saphiro* (Szovjetunió), *M. L. Oliphant* (Ausztrália). A folyóirat az amszterdami North Holland Publ. Co. kiadásában jelenik meg.

\*

*Enrico Fermi*ről nevezték el a Chicagói Egyetem Atommagfizikai Intézetét, ahol a kiváló olasz fizikus élete utolsó éveiben dolgozott és ahol megalkotta az első atommaglyát.

\*

Érdekes nyilatkozatot tett *H. D. Smith* (Princeton), az amerikai Atomenergia-Bizottság vezető tagja. Többek között a következőket mondta: »En a magam részéről úgy érzem, hogy fel kell lebbenteni a titkosság fátylát. Azt gondolom, hogy a kontrollált termionukleáris reakciók terén végzett kutatásoknak nincs számottevő katonai jelentősége. Lehet, hogy tévedek, de azt hiszem, hogy ebben a legtöbbség azok közül, akik e téren dolgoznak, velem egyetértenek.« Megemlítést érdemel, hogy éppen Smith volt az, aki néhány évvel ezelőtt akadályokat gördített H. Bethe egy termionukleáris reakciókkal foglalkozó cikkének megjelenése elé.

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

**Az antiproton.** A kvantumelmélet alapfeltevése szerint az egyes fizikai mennyiségekhez operátorokat kell rendelni; az operátorok sajátértékei szolgáltatják az illető fizikai mennyiség mérésének eredményeit. A Schrödinger-egyenlet közvetlenül nyerhető az energia

$$E = \frac{p^2}{2m} + V \quad (1)$$

klasszikus kifejezéséből az

$$E \rightarrow -\frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial t}; \quad p^2 \rightarrow -\hbar^2 \Delta$$

operátor-hozzárendelés alapján. ( $\hbar$  a Planck-állandó  $2\pi$ -ed része,  $\Delta$  pedig a Laplace-operátor.) A Schrödinger-egyenlet azonban nem írja le pontosan az elektron viselkedését. A hidrogénatom színeképének ún. finomszerkezetéről nem ad számot, s nem adódik ki belőle az elektron spinje sem (s az ezzel kapcsolatos saját mágneses momentum sem). Másrészt a relativitás elmélet szerint a helyes természeti törvénynek Lorentz-transzformációval szemben invariánsnak, vagyis egymáshoz képest egyenletes transzlációt végző koordinátarendszerekben azonos alakúnak kell lennie. A Schrödinger-egyenletre ez a követelmény nem teljesül.

A nehézségeken úgy próbálunk segíteni, hogy (1) helyett (szabad részecskére) az energia és impulzus

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4 \quad (2)$$

relativisztikus kapcsolatából indulunk ki ( $m$  az elektron nyugalmi tömege,  $c$  a fény terjedési sebessége vákuumban). Ide helyettesítjük be a megfelelő operátorokat. Az így kapott egyenlet az ún. Schrödinger-Gordon-, vagy Klein-Fok-egyenlet, melyet az említett fizikusoktól függetlenül a magyar származású Kudar János is levezetett. Ez az egyenlet Lorentz-transzformációval szemben már invariáns. A belőle nyert finomszerkezet azonban nem egyezik meg a tapasztalattal, s nem magyarázza meg az elektron spinjének létezését sem. (Mai felfogásunk szerint a Schrödinger-Gordon-egyenlet a mezonok viselkedését leíró egyenlet.)

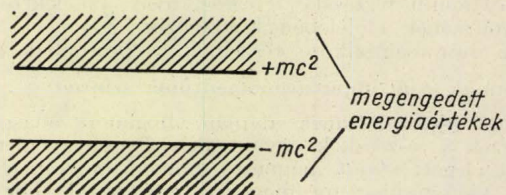
A nehézségeket Dirac oldotta meg 1928-ban. Az energia (2) alatti relativisztikus kifejezését mátrixok felhasználásával linearizálta, vagyis az

$$E = \sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4} \quad (3)$$

kifejezés jobboldalán a gyökvonást mátrixok segítségével »elvégezte«:

$$E = a_1 c p_x + a_2 c p_y + a_3 c p_z + m c^2 \beta. \quad (4)$$

Itt  $a_1, a_2, a_3$  és  $\beta$  olyan mátrixok, hogy a jobboldali kifejezést (a mátrixok szorzási szabályának megfelelően) önmagával szorozva a (2) alatti kifejezés jobboldalát



kapjuk vissza. Ebből a követelményből következnek a mátrixok bizonyos tulajdonságai, melyek a továbbiakban számunkra nem lényegesek. Az így kapott (4) alatti kifejezésben kell az operátorokat behelyettesíteni  $E, p_x, p_y$  és  $p_z$  helyére. Dirac szerint az így adódó egyenlet az elektron kvantummechanikai egyenlete. Ez az ún. Dirac-egyenlet már a tapasztalattal egyezően írja le a hidrogénatom színeképének finomszerkezetét, Lorentz-transzformációval szemben invariáns, következik belőle továbbá az elektron saját impulzusmomentumának létezése és  $e$  momentum  $\frac{\hbar}{2}$  értéke is.

Ezenkívül a Dirac-egyenlet további érdekes és fontos következtetésre vezet. A (2) egyenlet (3) alatti irracionális alakjában a gyökjel előtt egyenlő joggal szerepelhet a pozitív vagy a negatív előjel:

$$E = \pm \sqrt{c^2 p^2 + m^2 c^4}.$$



A klasszikus elméletben a kettős előjel fellépte nem okoz nehézséget, mert a klasszikus fizika szerint az energia csak folytonosan változhat. A pozitív energiájú állapotból a negatív energiájú állapotba való átugrás tehát nem lehetséges. Más a helyzet a kvantummechanikában, ahol az energia ugrásszerű változása megengedett.

Dirac az elektronoknak a negatív energiájú állapotba való átugrását a következőképpen magyarázza. A negatív energiájú állapotok mind be vannak töltve elektronokkal. Ez a Dirac-féle világ, vagy az elektron-pozitron-tér vákuuma. E betöltöttség miatt a pozitív energiájú elektronok normális körülmények között nem mehetnek át negatív energiájú állapotba. A Pauli-elv szerint ugyanis egy meghatározott állapotban csak egy elektron tartózkodhat. Nagy energiájú  $\gamma$ -kvantum hatására azonban az elektron negatív energiájú állapotból pozitív energiájú állapotba kerülhet. Ehhez az szükséges, hogy a foton energiája legalább akkora legyen, mint a két állapot energiakülönbsége:

$$E_{\text{foton}} \geq 2mc^2.$$

Ebben az esetben a  $\gamma$ -kvantum elnyelődik, keletkezik egy pozitív energiájú elektron, s az elektron-pozitron-tér vákuumából egy negatív energiájú és negatív töltésű elektron hiányozni fog. Az így keletkezett »lyuk« úgy viselkedik, mint egy pozitív energiájú és pozitív töltésű részecske. E részecskét, az »antielektront«, pozitronnak neveztek el, s először 1932-ben Andersonnak sikerült kísérleteileg kimutatnia létezését Wilson-kamrában.

A vákuumban keletkezett lyuk, a pozitron nem marad fenn sokáig. Pozitív energiájú elektronnal találkozási megsemmisül, pontosabban  $\gamma$ -sugárzássá alakul. (Az elektron-pozitron tér vákuumában betöltődik a lyuk). A szétsugárzáskor keletkező  $\gamma$ -kvantum energiája ismét kielégíti az

$$E_{\text{foton}} \geq 2mc^2$$

egyenlőtlenséget.

Ezek az eredmények, melyeket a tapasztalat teljes mértékben igazol, több szempontból is lényegesek. Egyrészt pregnáns bizonyítékát adják annak, hogy adott körülmények között a tömeg energiává, az energia tömeggé alakulhat át, másrészt arra mutatnak, hogy az elemi részecseknek nem sajátjuk a stabilitás (mint addig hitték), hanem átalakulhatnak. Végül szempontunkból legfontosabb az a következtetés, hogy a Dirac-egyenlet nemcsak a negatív töltésű elektron viselkedését írja le, hanem következik belőle az elektronnal azonos tömegű és spinű részecske létezése, mely az elektrontól csak töltésének előjelében különbözik.

Az atommag alkotó részeinek, a protonnak és a neutronnak saját impulzusmomentuma szintén  $\frac{h}{2}$ . (Feles spinű részek). Ennek alapján elfogadott álláspont, hogy ezek a részecskék ugyancsak a Dirac-egyenletnek tesznek eleget. (Saját mágneses momentumuk meglepő értéke valószínűleg megmagyarázható azzal, hogy a nukleonokat mezonfelhő veszi körül.) Ebből viszont teljesen hasonló módon arra a következtetésre jutunk, hogy léteznie kell ún. antiprotonnak, melynek töltése a proton töltésétől csak előjelben különbözik. A proton-tér vákuumát most pozitív töltésű, negatív energiájú protonok töltik ki; ha onnan egy proton pozitív energiájú állapotba kerül, a keletkező lyuk úgy viselkedik, mint egy pozitív energiájú, negatív töltésű, a proton tömegével egyenlő tömegű részecske. Ez az antiproton. Mint-hogy a proton tömege kb. 1836-szor nagyobb az elektron tömegénél, proton-antiproton pár keltéséhez sokkal nagyobb energiára van szükség, mint elektron-pozitron pár esetén. A negatív proton vákuumban stabilis, pozitív töltésű és pozitív energiájú protonnal azonban szétsugárzódik, valószínűleg a következő egyenletnek megfelelően:

$$P^+ + P^- = \pi^+ + \pi^- ,$$

vagy

$$P^+ + P^- = 2\pi^0 .$$

(Más típusú szétsugárzás is lehetséges.)

A proton-antiproton pár keltéséhez szükséges igen nagy energia miatt az antiproton a legutóbbi időkig

nem sikerült észlelni. A legutóbbi időben értesülhettünk arról, hogy a kaliforniai egyetem kutatócsoportjának sikerült kimutatnia az antiproton létezését. Protonokat bevatronban (proton-gyorsítóban) 6,2 BeV energiára gyorsítottak fel, s a proton-sugarat rézdarabkára bocsátották. A keletkező részecskéket mágneses eltérítő rendszerrel úgy szelektálták, hogy ismert impulzusú negatív töltésű részecskenyalábot nyerjenek. A tömeg meghatározása egyidejű sebességméréssel (ill. a számlálók közti áthaladási idő mérésével) történt. A kísérletben kb. minden 62 000 keletkező mezonra esett egy antiproton keletkezése. A negatív proton átlagos élettartama e kísérletben  $10,2 \cdot 10^{-8}$  sec-nak adódott. Folyamatban vannak olyan vizsgálatok, melyek az antiproton emulzióban történő közvetlenebb észlelését célozzák. Vizsgálatok folynak olyan irányban is, hogy a proton-antiproton pár szétsugárzását Wilson-kamrában kimutassák.

Feles spinű részecske a neutron és a neutrino is. Ha tehát elfogadjuk, hogy ezek a részek is a Dirac-egyenletnek tesznek eleget, akkor ebből következik az antineutron és az antineutrino létezése. A neutron és a neutrino azonban elektromos töltéssel nem rendelkezik, a megfelelő anti-részecske szintén semleges. Miben különbözik egymástól a neutron és az antineutron?

Az eddigi tapasztalatok arra mutatnak, hogy az elemi részek átalakulása meghatározott törvényszerűségeknek tesz eleget. Nem tapasztaltak pl. olyan átalakulást, melynek során az energia, impulzus és impulzusmomentum megmaradásának tétele ki ne elegendő volna. Továbbá a tapasztalat szerint csak olyan átalakulás mehet végbe, melynek során az elektromos töltés megmarad; az átalakuló és a keletkező részek összes elektromos töltése egyenlő. Az olyan átalakulási folyamatok alapján, melyekben nukleonok vesznek részt, azt a következtetést lehetett levonni, hogy csak olyan átalakulási folyamatok mehetnek végbe, melyeknek során a nukleonok száma nem változik. Más megfogalmazásban ezt úgy fejezhetjük ki, hogy a nukleonokhoz töltést rendelünk, az ún. nukleontöltést, mely az elektromos töltés analogonja. Ez szabja meg két nukleon kölcsönhatásának erősségét, miként az elektromos töltéstől függ két elektromos töltéssel rendelkező részecske, pl. két elektron kölcsönhatása. Mármost a reakcióban résztvevő nukleonok számának megmaradását úgy is kifejezhetjük, hogy csak olyan átalakulási folyamatok megengedettek, melyeknek során a nukleontöltés megmarad. A nukleonok az antinukleonoktól nemcsak esetleges elektromos töltésük előjelében különböznek, hanem nukleontöltésük előjelében is. Az antineutron nukleontöltése tehát ellenkező előjelű, mint a neutron nukleontöltése.

Az antiproton felfedezése rendkívül jelentős eredmény. Arra mutat, hogy a pozitron-elektron párnál, valamint a pozitív és negatív  $\pi$ -mezonnál látható töltésszimmetria általánosabb jelenség, érvényes a nehéz részecskékre is, és úgy tekinthető, mint az elemi részek világának általános törvényszerűsége. (Folyamatban vannak a kísérletek az antineutron és az antineutrino észlelésére is.)

Nature, 176, 860, 1955; Phys. Rev. 100, 947, 1955.  
Szabó János

## PÁLYÁZATI HIRDETÉMÉNY

A Magyar Tudományos Akadémia Méréstechnikai és Műszerügyi Intézete pályázatot hirdet

### tudományos munkatársi (kutatói)

álláshely betöltésére.

Elektronikában jártas kísérleti fizikusok vagy fizikában jól felkészült laboratóriumi gyakorlattal rendelkező mérnökök az izotópok méréstechnikai (ipari) alkalmazásait kutató csoport kiegészítésére (magas kvalifikáció esetén a csoport vezetésére) pályázhatnak. Kutatói fizetés képesség szerint plusz esetleges veszélyességi pótlék.

Pályázatok részletes életrajzzal kettős borítékban az Intézet személyzeti előadójához (Bp. V., Martinelli tér 3.) küldendők.



# FIZIKAI SZEMLE

Az  
Eötvös Loránd  
Fizikai Társulat  
Lapja

## TARTALOMJEGYZÉK

*Groma Géza:* Mikrohullámú elektroncsövek

*Fáy Gyula—Tábori Gizella:* A 70 éves Balmer-formula

*Bukovszky Ferenc:* Az impulzustétel és néhány alkalmazása

### A FIZIKA TANÍTÁSA

*Cseresznyés József:* Geiger—Müller számláló az atomfizika tanításához

### EGYESÜLETI ÉLET—HIREK

### KÖNYVSZEMLE

### A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL





Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Faragó Péter, Keszthelyi Lajos, Marx György, Szamosi Géza,  
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Turiné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat

Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.

Távbeszélő: 111-010 \*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat

Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022

Csekkszámlasszám: 61257

Előfizetés egy évre 30,— félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

## СОДЕРЖАНИЕ

Г. Грома: Микроволновые электронные трубки

Д. Фай—Г. Табори: Семидесятилетняя формула Балмера

Ф. Вуковски: Теорема сохранения импульса и несколько её применений

### ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Й. Чересньеш: Счётчик Гейгера—Мюллера к преподаванию атомной физики

ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ОБЗОР КНИГ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## INHALT

G. Groma: Mikrowellen-Elektronröhren

Gy. Fáy—G. Tábori: 70 Jahre Balmer-Formel

F. Bukovszky: Der Impulssatz und einige Anwendungen

### PHYSIKUNTERRICHT

J. Cserecsnyés: Geiger—Müller—Zähler im Unterricht der Atomphysik

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

BUCHBESPRECHUNG

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1956. III. 23. Példányszám: 1600. Terjedelem: 64. (A/5) ív.

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602 Á szerint készült

Akadémiai Nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 39197/56 — Felelős vezető: Puskás Ferenc



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VI. évfolyam

3. szám

1956. május

## Mikrohullámú elektroncsövek

A rádiólokátor, a televízió, a mikrohullámú rádió összeköttetés, és bizonyos távvezérlő berendezések a centiméteres és deciméteres hullámhosszú elektromágneses hullámok alkalmazását tették szükségessé. Ezek ugyanis jól irányíthatók, és rövid impulzusok továbbítására alkalmasak. A közönséges rádiótechnikában használatos csövek azonban ebben a hullámhossz tartományban több oknál fogva felmondják a szolgálatot. A régi elektroncsövek célszerű átalakításával egy bizonyos mértékig meg lehet ugyan menteni a helyzetet, de a probléma csak új elveken alapuló csövekkel oldható meg véglegesen.

Az első lépést 1920-ban Barkhausen és Kurtz „pozitív rácsú csöve” jelentette [1]. Ennek ma már inkább csak történeti, mint technikai jelentősége van.

Egy évvel később Hull megvetette a magnetron [2] elvi alapját. A mai nagyteljesítményű üreges magnetron azonban csak 1940-ből származik [3].

A harmincas évek ugrásszerű fejlődést hoztak. A Heill testvérek ugyanis 1935-ben felismerték a sebességmoduláció elvét, és ennek alapján egy csövet is konstruáltak [4]. 1939-ben egyszerre három sebességmodulációs cső is megjelent az irodalomban [5–7], ezek közül azonban ma már csak a Varian testvérek klisztronja használatos.

Új irányt adott a fejlődésnek 1946-ban Kompfner haladóhullámú csöve [8], amelynek alapján a második világháború után számos hasonló csőtípus fejlődött ki [9–13], 1953-ban pedig Kompfner egy hasonló elven működő öngerjesztésű oszcillátort is kidolgozott [14].

A továbbiakban ezekkel a csövekkel fogunk megismerkedni, előbb azonban nézzük meg, hogy mi korlátozza a klasszikus rádiócsövek használatosságát igen nagy frekvenciákon, és hogyan lehet a frekvenciahatárt növelni.

### Klasszikus elektroncsövek

A klasszikus erősítőcső és oszcillátorcsövek-ből (egyenirányítókról nem beszélünk, mert a mikrohullámú tartományban erre a célra nem

használnak elektroncsöveket) és a közönséges rádiótechnikából ismert kapcsolási elemekből készült berendezések mikrohullámokon nem alkalmazhatók. Ennek okai többek között a különleges nagyfrekvenciás veszteségek felléptében kereshetők.

A nagyfrekvenciás áram nem folyik az áramkörökben és a csőalkatrészekben a vezető teljes keresztmetszetén, hanem a frekvencia növelésével egyre inkább csak a felület közelében (skin effektus). Így a frekvencia növelésével csökken a hatásos keresztmetszet, nő az ellenállás, s így nő a Joule-hőből származó veszteség is. Ezért nagy felületű, és a felület közelében igen jó vezetőből készült (pl. ezüstözött) „vezetékeket” kell használni.

Nem kerülhető el a berendezésekben dielektrikumok használata sem (csőballonok, tartószerkezetek). Ezek a nagyfrekvenciás tér következtében állandóan átpolarizálódnak. A töltéseknek ez a mozgása sűrűlődéssel, tehát hőfejlődéssel jár, ami szintén a nagyfrekvenciás energia rovására megy.

Ha egy vezetőken váltóáram folyik, akkor elektromágneses sugárzás lép fel. Az elsugárzott energia arányos a frekvencia négyzetével, s így kis frekvenciák esetén nem számottevő. Mikrohullámú működésnél azonban, ha nem akadályozzuk meg valahogy a sugárzást, a veszteségek legjelentősebbjévé válhat.

A most említett veszteségek nagyobb részt ugyan nem magukban a csövekben lépnek fel, de mégis meg kellett említeni őket, mert lényeges szerepük volt a modern nagyfrekvenciás csövek geometriájának kialakításakor.

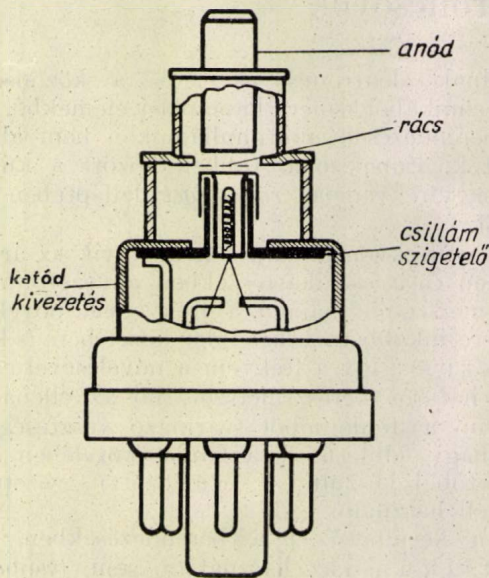
A fenti veszteségeknél lényegesebb tényezők is akadályozzák azonban a klasszikus erősítők és oszcillátorok mikrohullámú alkalmazhatóságát. Az elektródák között fellépő csőkapacitások és a még egyenes drótdarabok használata esetén is itt számottevővé váló vezetékönindukciók is akadályozólag hatnak. Oszcillátoroknál például egy rezgőkörre van szükség,

amelynek az  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  sajátfrekvenciája meg-  
szabja az oszcilláció frekvenciáját. Ha tehát a cső két elektródáját egy rövid drótdarabbal



összekötjük, akkor az elektródák közötti kapacitás és a drótdarab önindukciója már megszab egy sajátfrekvenciát. Ennél nagyobbbat a csővel nem tudunk előállítani.

Erősítőknél kellemetlen szerepet játszik a katódvezeték önindukciója, mert a bemenő feszültség egy része erre esik. Így kevesebb jut a rács és katód közé, márpedig ez a feszültség vezérli a csövet. Ennek aztán az lesz a következménye, hogy csökken az erősítés. Az anód-katód kapacitás viszont a munkaellenállást shuntöli, ami szintén az erősítés csökkenésével jár.



1. ábra

A csőkapacitásoknak és vezetékönindukcióknak a felsoroltak mellett még más kellemetlen szerepe is van, amire itt nem térünk ki. Annyi azonban máris világosan látszik, hogy csökkenteni kell őket, vagy ha ezt nem tudjuk kellő mértékben megtenni, le kell mondjunk az ilyen csőtípusok használatáról.

Az előzőekben felsorolt korlátozó hatások mindegyike nagymértékben csökkenthető a cső alkalmas kiképzésével. Van azonban egy olyan nagyfrekvenciás effektus, amelyet nem tudunk a klasszikus elektroncsöveknél kiküszöbölni. Végső fokon mindig ez szab határt a csövek használhatóságának. Ez az úgynevezett futási idő effektus, mely akkor lép fel, ha az elektronoknak az elektródák közötti tartózkodási ideje összemérhető a nagyfrekvenciás tér periódusidejével.

A futási időnek két kellemetlen következménye van. Először is az anódra érkező elektronáram nem lesz fázisban a rácsfeszültséggel, mert mindig egy korábbi rácsfeszültség érték szabja azt meg. Ez a csőjellelmzők komplexszévéálását vonja maga után, aminek viszont többek között az erősítés csökkenése lesz a következménye.

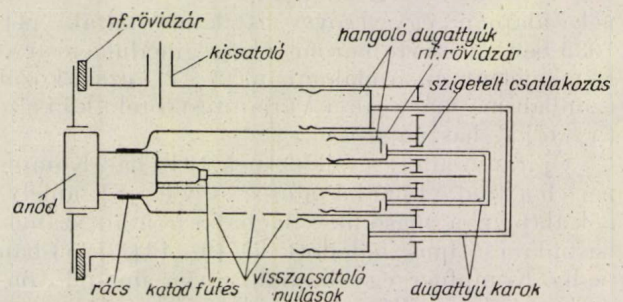
Az erősítés csökkenését a terhelés alkalmas megválasztásával kompenzálni lehet. Van azon-

ban egy másik következmény is. Abban a félperiódusban, amikor a rács negatív, a tér a kilépő elektronokat fékezi. Így ezek energiát adnak le, és egy részük ott marad a katód-rács térben. A pozitív félperiódusban viszont a kilépő elektronok is és az ottmaradtak is gyorsulnak, és energiát emésztene. A pozitív félperiódusban felgyorsuló több elektron több energiát von el a nagyfrekvenciás tértől, mint amennyit a negatívban a kevesebb lead. Ez a nagyfrekvenciás energiavesztés az elektronok kinetikus energiáját növeli, és végül az anódba való becsapódásukkor hő alakjában elvész. Hasonló jelenség játszódik le a másik félperiódusban a rács-anód térben.

Ezeket a szempontokat figyelembe véve mikrohullámokon vezetékek, ellenállások, önindukciós tekercsek és kondenzátorok helyett hullámvezetőket és üregrezonátorokat használnak. A hullámvezetők fémcsövek, amelyeknek a belsejében halad az elektromágneses hullám. Nagy felületük miatt csekély skinvesztéseget okoznak, az elszugárzást pedig teljesen megszüntetik. Nagy előnyük, hogy hosszúságuknak a szabályozásával adott frekvencián tetszés szerinti impedanciaértéket elő lehet velük állítani. Az üregrezonátorok lezárt végű hullámvezetők, és olyan szerepet játszanak, mint hanghullámok esetén a rezonáns dobozok. Ennek következtében pl. sajátfrekvenciájuk a geometriai méretekkel változtatható.

A csöveket úgy készítik, hogy az elektródakapacitások minimálisak legyenek. Ezért lehetőleg kisfelületű, sík elektródákat alkalmaznak. Ezeket célszerű volna egymástól minél távolabb elhelyezni. Ez azonban a futási idő szempontjából kedvezőtlen. Így kompromisszumot kell kötni.

A hullámvezetők közvetlenül az elektródák széléhez csatlakoznak, ezért ezeket különböző átmérőjűre kell készíteni. A cső ennek követ-



2. ábra

keztében olyan, mintha különböző átmérőjű tárcsából lenne felépítve (tárcsás csövek, világítótorony csövek). Egy ilyen cső keresztmetszetét mutatja az 1. ábra. A gyakorlatban két típus alakult ki. Az egyiknél a katód a legnagyobb elektróda, a másikonál az anód. Ez utóbbi jobb anódhűtési viszonyokat tesz lehetővé.

Egy tárcsás csővel készült oszcillátor keresztmetszete látható a 2. ábrán. Az anód és rács



közi üregrezonátor szabja meg a rezgés frekvenciáját. Ennek hosszát, és így sajátfrekvenciáját is, egy dugattyúval lehet változtatni.

A másik üreg a katód-rács közti impedanciát képviseli. Ez is dugattyúval változtatható, és így a visszacsatolás szempontjából legkedvezőbb impedanciaértéket állíthatjuk be vele. Magát a visszacsatolást a két üreg között fűrt lyukak biztosítják. Ezeken keresztül az egyik üregben kialakult elektromos tér betüremlik a másikba, és azt is gerjeszti.

Az erősítő külsőre nem különbözik lényegesen az oszcillátortól, csak hiányzanak a visszacsatoló nyílások, és az erősítendő jelet a dugattyúnál tápláljuk be a katód-rács üregbe.

A fordított elrendezésű csöveknél természetesen a két üreg szerepet cserél.

Ezekkel a csövekkel általában a deciméteres hullámhossztartományban szoktak dolgozni, és egyes típusokból folytonos üzemben 50–100 watt, impulzusüzemben pedig kilowatt nagyságrendű teljesítményt is ki lehet venni.

A hullámhossztartományt 8–10 cm alá kiterjeszteni elég nehéz, és csak a kivehető teljesítmény rovására lehetséges. Az eddig elért leg-rövidebb hullámhossz 3 cm. Ebből a csőből azonban már csak néhány milliwatt teljesítményt lehet kivenni [15].

### A klisztron

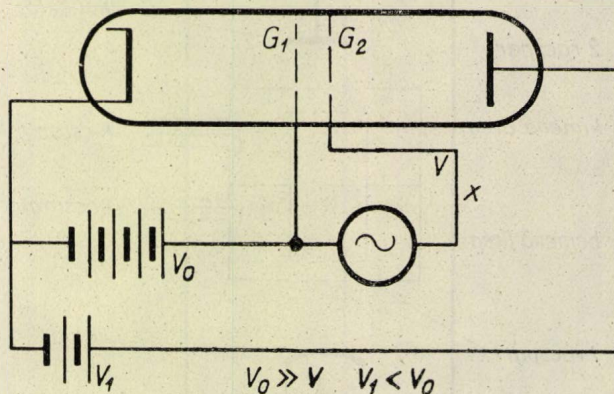
A klasszikus csövek használhatóságát — mint említettük — végső fokon a futási idő-effektus korlátozza. Olyan működési elvet kellett tehát kidolgozni, amelyben a futási idő nem hátrányos, hanem előnyös. Ilyen elv a sebességmoduláció elve. Ennek lényege a következő:

Egyenáramú energiával felgyorsítjuk a cső katódjából kilépő elektronokat. Ezek a felgyorsított elektronok azután egy rövid nagyfrekvenciás téren futnak keresztül, mely az átfutás fázisának megfelelően különböző mértékben megváltoztatja a különböző időben áthaladó elektronok sebességét. A „sebességmodulált” elektronnyaláb ezután egy erőmentes kifutótérbe jut. Itt a nagyobb sebességű, de később belépő elektronok utólerik a korábban induló lassúbbakat, és az előbb belépő kis sebességűek lekésnek a későbbi gyorsabbakhoz. Így az elektronnyaláb csomósodik. Ha ez a „sűrűségmodulált” nyaláb egy olyan második nagyfrekvenciás téren halad keresztül, amelyik éppen a csomó áthaladása-kor fékezi a nyalábot, akkor a tér energiát vesz fel az elektronoktól.

Nem kívánjuk itt ismertetni az elv különböző változatai alapján készített csöveket [4, 6, 7], és az átmeneti típusokat [5], csak a ma is használatos klisztronnal foglalkozunk részletebben.

A klisztronban a sebességmodulációt két rács között hozzuk létre (3. ábra). Az elektronok kinetikus energiájukat a  $V_0$  feszültségű telepől

nyerik. A felgyorsult elektronok azután a  $G_1$ – $G_2$  rácpár közé jutnak, ahol nagyfrekvenciás tér van. Ez az előzőeknek megfelelően létrehozza a sebességmodulációt. A fázisváltáskor áthaladó elektron ugyanis — ha feltesszük, hogy a két rács közti repülési idő elhanyagolhatóan kicsi a periódusidőhöz képest — sebességváltozás nélkül halad át a rácson. A korábbi negatív fázisban áthaladók fékeződnek, a későbbi pozitívban átfutók pedig gyorsulnak. A kifutótérben tehát egy bizonyos út megtétele után az elektronok összecsomósodnak a — + jelváltáskor áthaladó elektron körül.



3. ábra

A rácpár egy üregrezonátor két falát szokta képezni. Ebbe táplálják be az erősítendő jelet, és ez hozza létre a sebességmodulációt.

Az elektronok már kis sebességmoduláció esetén is elég nagymértékben összecsomósodnak. Az így kialakult „sűrűségmodulált” elektronnyaláb tekintélyes nagyfrekvenciás áramot képvisel. Ha tehát arra a helyre, ahol a csomósodás optimális, egy másik üregrezonátort helyezünk el, abban jóval nagyobb nagyfrekvenciás tér alakulhat ki, mint amekkora a bemenő üregben uralkodik, s így a rendszer erősítésre képes. Egy ilyen klisztron-erősítőcső keresztmetszetének sematikus vázlatát mutatja a 4. ábra.

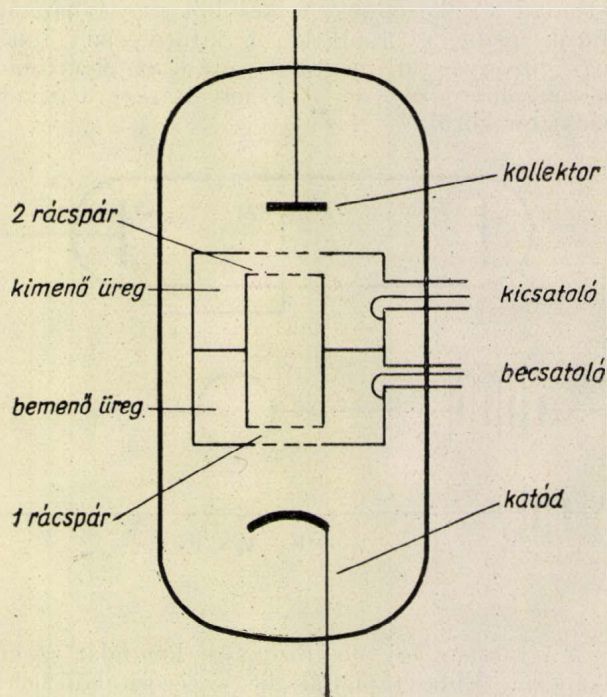
Az erősítés növelésére a közönséges rádiótechnikához hasonlóan kézenfekvőnek ígérkezik több fokozat alkalmazása. Erre a klisztronnál egy sokkal célravezetőbb megoldás van, a több üreges, úgynevezett kaszkád-klisztronok felhasználásával. Nézzünk pl. egy háromüreges megoldást.

Az első üregbe betáplált kis rádiófrekvenciás jel egy igen kismérvű, de mégis véges sebességmodulációt hoz létre az elektronsugáron. Így az első két üreg közti kifutótérben egy kis sűrűségmoduláció jön létre, tehát az áramnak lesz nagyfrekvenciás komponense. Ez gerjeszti a második üreget, mely mint az első fokozat kimenőüreg szerepel.

Ez az üreg nincs terhelve, s így a kis rádiófrekvenciás áram is nagy feszültséget hoz benne létre. Ez a nagyfrekvenciás feszültség azután



újabb sebességmodulációt eredményez a nyalábon, tehát a második üreg egyben a második fokozat „bemenőüregének” a szerepét is betölti. A harmadik üregben ennek következtében igen nagy amplitudójú nagyfrekvenciás áramot kapunk, tehát nagy lesz a kimenő teljesítmény is. Ezzel egy nagyon jó erősítőhöz jutunk.



4. ábra

Erősítőnknek több előnye van a kétfokozatú megoldással szemben:

- Kettő helyett egy elektronsugár van benne, s így fele akkora a betáplált egyteljesítmény.
- Négy helyett csak három üreget kell együtt hangolni, és nincs benne a két csatolt üreg, melyek között a csatolóvezeték veszteséget jelent.
- Körülbelül négyszerakkora feszültségerősítés érhető el vele, mint két kétüreges-klystron egyetlen közbeeső üregében.

Ez utóbbi annak a következménye, hogy egy kétfokozatú erősítőnél az első cső kimenő-, és a második bemenő-üregében együttevén kb. kétszer akkora a veszteség, mint a kaszkád-klystron egyetlen közbeeső üregében.

Az ilyen háromfokozatú kaszkád-klystronnal 1000–5000-szeres teljesítményerősítés érhető el. A fokozatok növelésével az erősítés rohamosan nő. Sajnos azonban ez a nagy erősítés a zajviszonyok miatt nem használható ki kellőképpen.

Mint a számításokból kiderül, a sűrűségmodulált elektronnyaláb egy felharmonikusokban igen gazdag nagyfrekvenciás áramot képvisel. Ezen a tényen alapszik a klystronnak frekvenciasokszorozásra való felhasználhatósága. A bemenő üreget az ilyen célra készített csöveknél a sokszorozandó frekvenciára

hangolják, a kimenőt pedig a kívánt felharmonikusra.

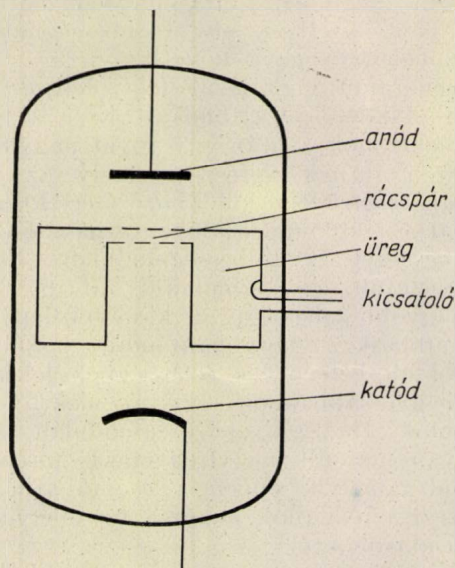
Hogy a klystron erre a célra mennyire alkalmas, annak jellemzésére álljon itt egy adat: ugyanannyi betáplált egyenáramú teljesítmény esetén a kivethető teljesítmény még a tizedik felharmonikusnál sem esik elméletileg az alapharmonikusnál nyerhető 30% alá. (A gyakorlatban ezt a nagy teljesítményt nem lehet teljesen kihasználni.)

A klystron ilyen irányú felhasználásának mikrohullámú frekvenciastandardok készítésénél van nagy szerepe. Ezeknél a kiindulás egy néhány megaciklus/sec-on rezgő kvarevezérlésű oszcillátorból történik. Ennek a frekvenciáját sokszorozzák fel először valamilyen módon (pl. tárcsás triódával) kb. 1000 megaciklus/sec-ig és innen növelik azután tovább a frekvenciát klystronnal a kívánt mértékig.

Ha egy klystron-erősítő bemenő és kimenő ürege között megfelelő mértékű pozitív visszacsatolást hozunk létre, oszcillátort kapunk. A visszacsatolás létesítésére több módszer szokásos. Csatolhatunk vissza energiát a kimenő üregből a bemenőbe egyszerűen egy koaxiális tápvezeték segítségével. Ennél még szokásosabb megoldás, hogy a két üreg tere egy lyukon keresztül összefolyik. A visszacsatolás mértékét növelhetjük, ha a lyukban egy kettős hurkot helyezünk el.

#### A reflex-klystron oszcillátor

A fentivel azonban sokkal kényelmesebben is készíthetünk klystron oszcillátort. A rezgés ugyanis egyetlen üreg alkalmazása esetén is fenntart-



5. ábra

ható, ha a rácscok közül kilépő sebességmodulált elektronnyalábot egy negatív töltésű elektródával – a reflektorral – visszafordítjuk. Az így kapott csőtípus a reflex-klystron. Egy ilyennek a sematikus rajza látható az 5. ábrán. A katód-



ból és terelőelektródából álló elektronágyú egy egyenletes sűrűségű elektronnyalábot állít elő. A nyaláb egy, az egyéb klisztronokéhoz hasonló rácspárral bíró üregeken halad keresztül. Ebben a nagyfrekvenciás tér létrehozza a sebességmodulációt.

Az elektronok ezután a „reflektor térbe” jutnak, melybe kezdősebességüktől függően különböző mélyre hatolnak be, majd visszafordulnak. A mozgás ebben a tartományban ugyanolyan törvények szerint játszódik le, mint a föld gravitációs térben függőlegesen feldobott labdánál.

A rácspárhoz való visszaérkezéskor az elektronnyaláb már sűrűségmodulált, s így, ha a nagyfrekvenciás tér egy-egy elektroncsomó áthaladásakor arra éppen fékező erőt fejt ki, akkor a csomó elektronjai több energiát adnak át az elektromágneses térnek, mint amennyit a rossz fázisban visszatérő kisebb számú elektron magával visz.

Nézzük meg részletesebben a fókuszálás mechanizmusát. Ez a reflexió miatt különböző lesz a többüreges klisztronokban lejátszódó folyamatról.

Azoknak az elektronoknak, amelyek a nagyfrekvenciás térnek abban a félperiódusában haladnak át a rácson, mikor ott a tér iránya meg egyezik az egyen-gyorsítótér irányával (ezt választjuk a továbbiakban a tér pozitív irányának), megnő a kinetikus energiájuk, s így mélyebben hatolnak be a reflektortérbe, mint a fázisváltáskor áthaladók. Ennek az lesz a következménye, hogy hosszabb ideig tartózkodnak ott. Így előfordulhat, hogy a korábbi pozitív félperiódusban belépő elektronok ugyanakkor érkeznek vissza a rácspárhoz, mint a későbbi fázisváltáskor belépők.

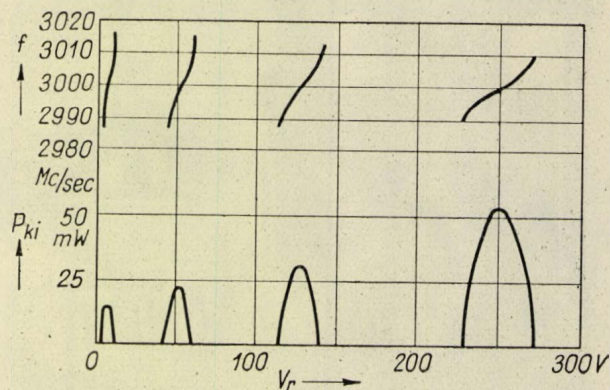
A rácspáron a negatív félperiódusban áthaladók viszont veszítvén energiájukból, kevésbé távolodnak el a második rácstól, kevesebb ideig tartózkodnak a reflektortérben, s így utolérhetik a korábbi fázisváltáskor áthaladókat.

A  $+$  – jelváltáskor belépő elektron körül tehát sűrűsödés jön létre. Ha ez az elektroncsomó olyankor halad keresztül visszatértében a rácson, mikor a tér a katód felé irányuló mozgását a lehető legjobban akadályozni igyekszik, vagyis a megállapodásunk szerint a pozitív maximum idején, akkor az elektronok elegendő energiát adhatnak át a térnek az oszcilláció fenntartásához.

Ebből következik, hogy az elektronok optimális esetben átlagosan  $\left(n - \frac{1}{4}\right) T$  ideig tartózkodnak a reflektortérben, ahol  $T$  a rezgésidő,  $n$  pedig egész szám. Az  $n$  különböző értékeihez tartozó rezgéseket a reflex-klisztron különböző módusainak nevezik.

Érdeemes megemlíteni, hogy ezeknek a módusoknak mindegyikéhez ugyanaz a frekvencia tartozik, és ez megegyezik az üregrezonátor sajátfrekvenciájával.

Az oszcillátor természetesen nemcsak ebben az optimális esetben tud rezegni, hanem kissé különböző futási idők esetén is. Ekkor azonban megváltozik a rezgés frekvenciája. A futási időt a gyorsítófeszültség és a reflektorfeszültség változtatásával lehet szabályozni. Ebből az következik, hogy a feszültségek szabályozásával lehet a klisztront hangolni. A hangolásnak ezt a módját „elektronikus hangolásnak” nevezik. Az elektronikus hangolhatóság különösen kellemes akkor, ha frekvenciamodulációt akarunk végrehajtani, mert ilyenkor csak a feszültségek valamelyikét kell megfelelően változtatni. A reflektorfeszültség



6. ábra

sége érzékenyebb a frekvencia, így ezzel szoktak hangolni. A 6. ábrán látható egy reflex-klisztron által leadott teljesítmény és frekvencia a reflektorfeszültség függvényében.

Lehet hangolni a klisztront a rezonáns üreg deformálásával is. Ezt mechanikus hangolásnak nevezik. A mechanikus hangolhatóság olyan csöveknek, amelyeknél az üregrezonátor is a vákuum-edényen belül van, elég nehéz konstrukciós feladat. Az ilyen csövek frekvenciája a két hangolási móddal együttvéve is csak 10–15%-kal változtatható meg. Jóval nagyobb hangolási lehetőségek vannak a külsőüreges klisztronoknál. Mind-egyiknek egy-egy tipikus példánya látható a 7/a, illetve a 7/b ábrán. A reflex-klisztronok a betáplált egyenáramú teljesítménynek mindössze csak néhány százalékát tudják nagyfrekvenciás teljesítménnyé alakítani, rossz a hatásfokuk. Ezért főleg csak kis teljesítményű csöveket használnak (10–100 m W).

Reflex-klisztron oszcillátorokat az 1–10 cm-es hullámhossztartományban szoktak használni. Ennél kisebb hullámhosszak előállítására a legújabb időkben a klisztronnál már sokkal jobb oszcillátorcsövek vannak.

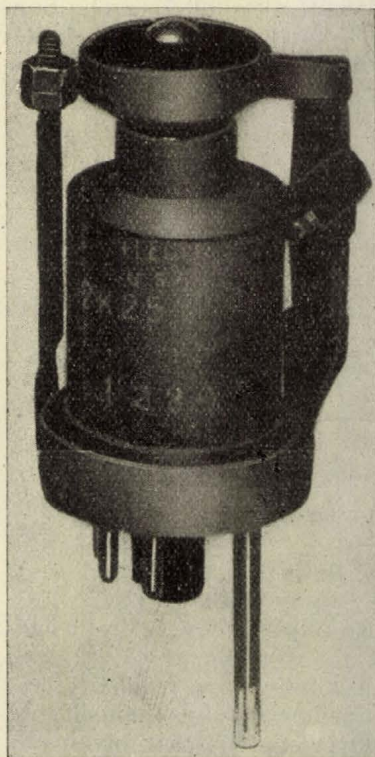
#### A haladó hullámú erősítő

A többüreges klisztron, mint említettünk, igen nagy erősítésű mikrohullámú cső. Van azonban néhány kellemetlen sajátossága. Már a kétüregesnél is problémát jelent az üregek együtthan- golása. Még nehezebb ez a többüregesnél.

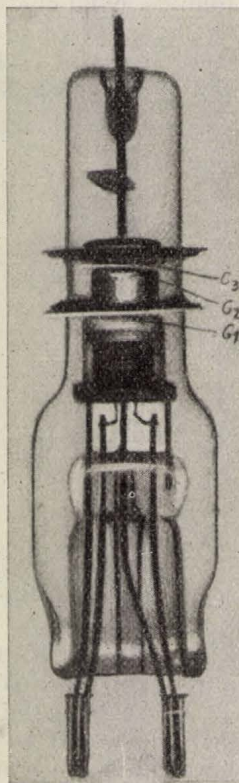


Az üregrezonátor azért is kellemetlen, mert igen éles a rezonanciája, tehát a cső csak keskeny frekvenciatartományban használható. Ha a rezonancia élességét lerontjuk, erősen csökken az erősítés.

Olyan erősítőcsövet kellett tehát konstruálni, amelyben nincsen üregrezonátor. Ilyen a haladó hullámú cső. Ez egy hullámvezető, amelyben a



7a. ábra



7b. ábra

betáplált elektromágneses hullámon kívül egy elektronnyaláb halad. Az erősítés a nyaláb és a hullám kölcsönhatásának a következménye. A betáplált nagyfrekvenciás jel ugyanis sebességmodulációt hoz létre a nyalábon, ugyanúgy, mint a klisztron bemenő üregében. Ennek következtében a nyaláb haladása közben folyamatosan sűrűségmoduláció keletkezik. Az így kialakuló nagyfrekvenciás áram egy újabb elektromágneses hullámot influál. Ha az elektronok átlagsebessége megegyezik a hullám fázissebességével, akkor a szekundérhullám éppen ott fékező hatású, ahol az elektronok összecsomósodnak, a ritkulás helyén pedig gyorsító tér van. Így az elektronok kinetikus energiájuk rovására energiát adnak át a térnek nagyfrekvenciás oszcillációra, miközben lefékeződnek.

A másodlagos hullám egy újabb árammodulációt hoz létre, mely egy harmadik hullámot influál stb. Így létrejön az erősítés.

A haladó hullámú csöveknél egyik legfontosabb probléma olyan hullámvezetőt készíteni, amelyben a fázissebesség kisebb a fénysebesség-

nél, mivel az elektronok csak ilyen sebességgel tudnak mozogni. (A gyakorlatban az elektronsebesség a fénysebesség tizedrésze körüli érték szokott lenni.) Erre kétféle megoldás szokásos:

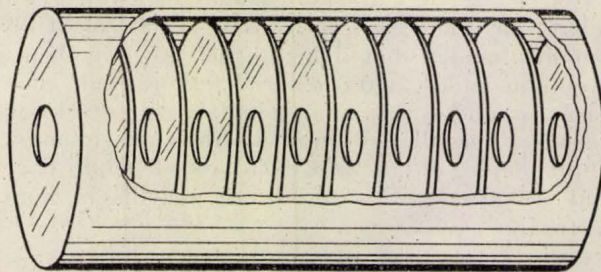
Az egyik típusnál a hullámvezető egy egyszerű fémspirál. A hullám a vezeték mentén fénysebességgel terjed, ugyanúgy, mint egy Lecher-drótpárnál. A fázissebességnek a tengely menti komponense — ahol az elektronok haladnak — a menetemelkedéstől és a spirál átmérőjétől függően kisebb a fénysebességnél.

A másik olyan hullámvezető típus, amelyben a fázissebesség kisebb lehet a fénysebességnél, az úgynevezett periodikusan terhelt, vagy szűrő típusú hullámvezető. Ilyet úgy készíthetünk, hogy egy közönséges hullámvezetőbe egyenlő távközökkel azonos alakú vezetődarabokat helyezünk el. Egy egyszerű példa látható erre a 8. ábrán, ahol egy hengeres hullámvezetőben kör alakú íriszes tárcsák vannak.

Hogy a periodikusan terhelt hullámvezetőben miért alakulhatnak ki a fénysebességnél kisebb fázissebességű hullámok is, azt könnyen megérthetjük. A periodikus terhelések következtében ugyanis a tér is periodikus lesz, tehát a hely szerint Fourier-sorba fejthető, s így

$A_n e^{2\pi j \left( \frac{t}{T} - \frac{z}{\lambda_n} \right)}$  alakú tagokból fog állni. A különböző  $\lambda_n$  hullámhosszak felének egész számú többségei a hullámvezetőbeli periódushosszat kell adják. Mivel a hullámvezetőbe történő becsatláskor a rezgésidő nem változott meg, így kell, hogy a  $\lambda = vT$  összefüggés alapján a különböző hullámhosszakhoz különböző terjedési sebességek tartozzanak. Az így kialakuló fázissebességek között lehetnek a fénysebességnél kisebbek is.

Az  $A_n$  Fourier-együtthatók értéke a geometriai elrendezéstől függ. Úgy kell tehát a periodikus terheléseket kiképezni, hogy az elektronokkal azonos sebességű komponens amplitúdója legyen a maximális.



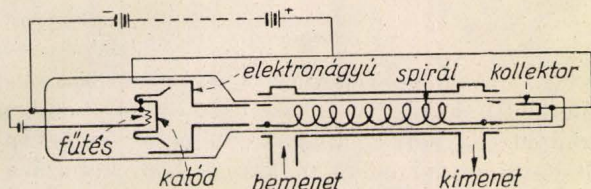
8. ábra

A cső erősítése a hossz növelésével növelhető. Mégsem lehet azonban tetszés szerinti erősítést elérni. A nagyfrekvenciás tér ugyanis — mint már említettük — az elektronok kinetikus energiájából nyeri az energiáját, így a tér amplitúdójának növelése az elektronok lefékeződésével jár. Ha azonban az elektronok lassabbak, mint a



hullám, akkor egy idő múlva lekésnek a tér fékező fázisából, és ilyenkor már nem adnak le energiát, hanem felvesznek. Ez a tény határt szab a cső erősítésének.

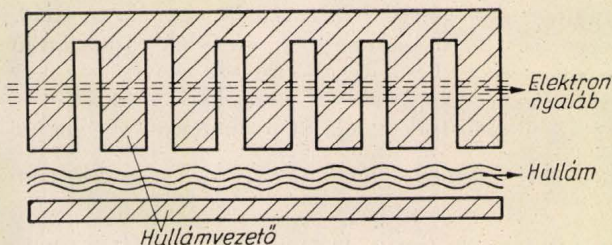
Így a haladó hullámú csövekkel sem lehet jelentősen nagyobb erősítést elérni, mint a kaszkádklisztronokkal, de ez az erősítés sokkal szélesebb frekvenciasávon belül nem változik lényegesen (sikerült pl. 350-től 1051 Mc/sec-ig terjedő sáv szélességet elérni), és a zajviszonyok is általában sokkal kedvezőbbek, mint a klisztronnál. Egyetlen hátránya a haladó hullámú csőnek, hogy a hatásfoka még a klisztronénál is rosszabb, a



9. ábra

betáplált egyenáramú teljesítménynek legfeljebb a 10%-át alakítja át nagyfrekvenciás teljesítménnyé. Egy sorozatgyártásban készülő spirál típusú cső rajza látható a 9. ábrán.

A haladó hullámú csövek különböző speciális fajtái közül a továbbiak szempontjából érdekes eggyel kicsit részletesebben foglalkozni.



10. ábra

A 10. ábrán látható periodikusan terhelt hullámvezető használata esetén az elektronok csak a résekben jutnak kölcsönhatásba a hullámmal. Ezeknek a haladó hullámú csőtípusoknak van egy igen nagy előnyük. Nem szükséges, hogy az elektronnyaláb sebessége és a hullám sebessége megegyezzen egymással, csak a kölcsönhatások idején legyen mindig azonos a fázis. Az alatt az idő alatt tehát, amíg az elektronnyaláb megteszi a két rés közötti  $d$  utat, a  $\lambda$  hullámhosszú hullám  $d + n\lambda$  utat tehet meg. Ha tehát az elektronok átlagsebessége  $u_0$ , a hullám fázissebessége pedig  $v$ , a kölcsönhatás akkor jön létre, ha

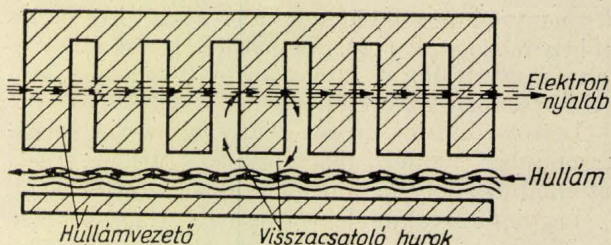
$$u_0 = \frac{v}{n \frac{\lambda}{d} + 1}$$

Erősítést lehet létrehozni az ilyen típusú csővel akkor is, ha a hullám és az elektronok haladási iránya ellenkező.

Ezek a térharmonikus üzemű csövek igen rövid hullámhosszknál is jól használhatók. Millimannak 6 mm-es hullámhosszánál sikerült 100-szoros teljesítményerősítést elérni.

#### Visszafelé haladó hullámú oszcillátor

Az imént említett cső, amelyben a hullám és az elektronnyaláb ellentétes irányban halad, jól használható oszcillátor céljaira is. Tekintsük ehhez a 11. ábrán látható elrendezést [14].\* Haladjon a nyaláb a nyilaknak megfelelően balról jobbra, a hullám pedig jobbról balra. A baloldali résben a tér az elektronokon sebességmodulációt hoz létre, ami az erőtermentes szakaszban sűrűség-



11. ábra

modulációvá alakul, tehát nagyfrekvenciás áramot eredményez. Ez az áram a következő részben újabb hullámot indukál, mely hozzáadódik az eredetihez, és most már a két hullám eredője hozza létre az első résben a sebességmodulációt. Ha az elektron sebességét és a fázissebességet alkalmasan választjuk, a szekunder hullám növeli a primér amplitudóját, pozitív visszacsatolást hoz létre, és a cső begerjed.

Ha a hullámvezetőt olyanra készítjük, hogy a fázissebesség függjön a frekvenciától (ami egyébként a haladó hullámú erősítőknél a sáv szélesség szempontjából éppen nem előnyös), akkor az oszcilláció feltétele különböző elektronsebességek esetén különböző frekvenciákra teljesül, tehát az elektronok sebességének — vagyis a gyorsító feszültségnek — a változtatásával a rezgés frekvenciája változik, az oszcillátor elektronikusan hangolható. Ez igen kellemes sajátossága a visszafelé haladó hullámú oszcillátornak, annál is inkább, mert ezek a csövek a gyorsítófeszültség változtatásával igen széles frekvenciasávban hangolhatók, és emellett nagyon nagy frekvenciákat lehet velük elérni. Kompfnerék első csöveinek egyikét 43 000-től 63 000 Mc/sec-ig lehetett elektronikusan hangolni. A csövek által leadott teljesítmény a 100 milliwatt nagyságrendet is el tudja érni.

\* A cső kifejlesztése terén nagy érdemei vannak a francia iskolának.



A haladó hullámú csőben az erősítés a hullámvezetőben haladó lassú hullám és az elektronok kölcsönhatásának a következménye. A cső konstrukciója szempontjából nagy nehézséget jelent a hullám lelassítása. 1948 óta több olyan csövet konstruáltak, amelyekben nincs hullámvezető.

Az első ilyen cső Haeff „elektronhullámcsöve” [9].

Az erősítést létrehozó két komponens ebben a csőben nem egy hullámvezetőben haladó elektromágneses hullám és egy elektronnyaláb, hanem két elektronnyaláb. Ezek egyikén sebességmodulációt hozunk létre a bemenő jellel. Az ennek következtében kialakuló nagyfrekvenciás áram tere perturbálja a másik nyalábot, majd ez visszahat az elsőre stb. Így a folytonos kölcsönhatás eredményeképpen létrejön az erősítés.

Egy másik csőtípusban az elektronok egy elég nagy Ohmos ellenállással bíró falú csőben mozognak [10]. Az erősítés itt az elektronok és az általuk a falban influált töltések kölcsönhatásának az eredménye.

Létrehozhatunk erősítést úgy is, ha egy sebességmodulált nyaláb elektronjainak átlagsebességét alkalmas helyeken hirtelen lecsökkentjük [11].

Legyen a nyaláb elektronjainak átlagsebessége  $v_{01}$ . Ez az elektronágyú  $V_1$  feszültségétől származik, tehát az energiatétel alapján

$$\frac{1}{2} m v_{01}^2 = e V_1$$

A sebességmoduláció amplitudója legyen  $v_{11}$ . Így a teljes sebesség  $v_1 = v_{01} + v_{11} \sin \omega t$ .

Ha az elektronok egy  $V_2$  potenciálú helyre jutnak, átlagsebességükre ismét az energiatétel alapján érvényes az

$$\frac{1}{2} m v_{02}^2 = e V_2$$

összefüggés.

Ugyancsak az energiatételből következik, hogy a sebességváltozásakor a sebességmoduláció amplitudójának is meg kell változni. Az összenergia ugyanis állandó kell maradjon, tehát

$$\frac{m}{2} (v_{01} + v_{11} \sin \omega t)^2 - e V_1 = \frac{m}{2} (v_{02} + v_{22} \sin \omega t)^2 - e V_2$$

Ha feltesszük, hogy a sebességmodulációk amplitudói kicsik az átlagsebességhez képest, akkor a  $\sin^2 \omega t$ -s tagokat elhanyagolhatjuk. Ha továbbá behelyettesítjük  $e V_1$  és  $e V_2$  fenti kifejezéseit, a következőket kapjuk:

$$\frac{v_{01}}{v_{02}} = \frac{v_{22}}{v_{11}}$$

Vagyis amilyen arányban lecsökkentettük az átlagsebességeket, olyan arányban nőtt a sebességmoduláció amplitudója.

A sebességmodulált nyaláb erőmentes térben sűrűségmodulálttá alakul át. Ezen a ponton most az átlagsebesség újból visszaugorhatik az ere-

deti értékére, mert ez a nagyfrekvenciás áram amplitudóját nem befolyásolja. A változatlan amplitudójú sűrűségmoduláció azután egy újabb erőmentes térben ismét sebességmodulációvá alakulhat vissza. Így egy bizonyos távolság után visszajuthatunk az eredeti  $v_{01}$  átlagsebességgel haladó sebességmodulált nyalábhöz, amelyben azonban a moduláció mértéke már megnövekedett. Az erősítést több gyorsító és lassító szakasz beiktatásával tetemesen megnövelhetjük.

Létrehozható erősítés akkor is, ha nem a nyaláb sebességét, hanem a keresztmetszetét változtatjuk periodikusan [12], ennek a bővebb magyarázatába azonban itt már nem megyünk bele.

### A magnetron

Az eddigi fejezetekben igen jó erősítőkkel ismerkedtünk meg, az oszcillátorokkal szemben azonban egy súlyos kifogás emelhető: a betáplált egyenáramú energiának csak igen kis százalékat alakítják át nagyfrekvenciás energiává, és ezért nagy energiájú adócsöveket nem lehet belőlük készíteni.

Van azonban az eddigieknél jóval nagyobb hatásfokkal működő mikrohullámú adócső is: a magnetron.

Ez a cső egy régebben használatos formájában egy tengely irányú mágneses térbe helyezett hengeres dióda, amelynek katódja és anódja közé egy rezgőkört kapcsolnak.

Az elektronok az elektromos és mágneses tér hatására kardiod pályán mozognak. Minden anódfeszültség értékhez tartozik egy olyan mágneses tér érték, amelynél az elektronok már éppen nem érik el az anódot. A csövet ezen az úgynevezett lezárási értéken kell működtetni. Az oszcilláció frekvenciáját a mágneses tér szabja

meg, és pedig megegyezik az  $\omega_H = \frac{e}{m} \frac{H}{c}$  ciklotron-

frekvenciával  $\left( \frac{e}{m} \right.$  a fajlagos töltés,  $H$  a mágneses térerő,  $c$  a fénysebesség). Erre a frekvenciára kell hangolni a rezgőkört is.

Az energiaátadás mechanizmusa a következő:

Azok az elektronok, amelyek abban a félperiódusban lépnek ki a katódból, amikor a nagyfrekvenciás tér iránya megegyezik az egyentérével, nagyobb gyorsítást nyernek mintha a tér a lezárási érték lenne. Így pályájuk kevésbé lesz görbült, tehát becsapódnak az anódba, és a tértől csak a periódus felében vonnak el energiát.

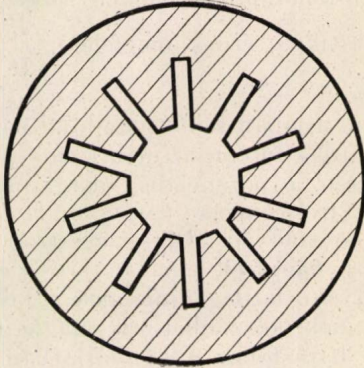
Azok az elektronok viszont, amelyek a fékező fázisban lépnek ki, energiát adnak le, pályájuk görbültebb lesz, s így visszafordulnak a katód felé. Mivel a forgás szögsebessége megegyezik a rezgés körfrekvenciájával, így a visszafelé haladásuk idejére már úgy változik a nagyfrekvenciás tér, hogy a katód felé mozgó elektronokat fékezi. Ezek az elektronok tehát mozgásuk közben állandóan adnak le energiát.



A fentiekből következik, hogy a cső hatásfokával az 50%-ot is meg lehet elvileg közelíteni, és a mágneses tér változtatásával az oszcillátor széles frekvenciasávban hangolható.

A már viszonylag elég jó hatásfok ellenére sem fejlesztették ki a magnetronnak ezt a típusát nagyenergiájú oszcillátorcsővé, mert Alekszejev és Majlarov úgynevezett „üreges magnetronja” [3] még ennél is sokkal jobb hatásfokú.

Ennek az anódtömbjébe egyenlő távolságokra réseket vágnak (12. ábra), melyek periodikus terhelésként hatnak, és így a nagyfrekvenciás



12. ábra

tér a katód és anód által alkotott hullámvezetőben körben forog. A forgás sebességét a periodikus terhelések következtében a fénysebességnél kisebb lehet tenni.

Az oszcilláció fenntartásához szükséges visszacsatolás annak a következménye, hogy a tér egy körülforogás után visszatér önmagába.

Az energiakicserélődés mechanizmusát a különböző elektromos és mágneses terek szuperponálása miatt megérteni elég komplikált. Éppen ezért induljunk ki először egy olyan változattól, ahol ezt a gyűrűt kiterítjük egy, a koordináta-rendszer  $x$  irányában lefektetett hullámvezetővé. Az  $y$  irány legyen merőleges az anód és katód síkjára. A hengeres magnetron az energiakicserélődés szempontjából ettől a kiterítettől semmiben sem különbözik.

Az elektron mozgásegyenletei, ha csak egy  $z$  irányú mágneses tér hat:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{e}{c} H \frac{dy}{dt}$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{e}{c} H \frac{dx}{dt}$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = 0$$

A megoldás — mint ismeretes — az  $(x, y)$  síkban lefolyó körmozgás

$$\omega_H = \frac{e}{m} \frac{H}{c}$$

körfrekvenciával.

Ha egy  $y$  irányú  $E$  elektromos tér is hat, a mozgásegyenlet a következőképpen módosul:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{e}{c} H \frac{dy}{dt}$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = -eE + \frac{e}{c} H \frac{dx}{dt}$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = 0$$

Ebben az inhomogén esetben a megoldás egy partikuláris megoldásnak és az előbbi homogén probléma megoldásának az összege lesz.

Egy egyszerű partikuláris megoldáshoz jutunk, ha az  $y$  irányú mágneses erő egyensúlyt tart az elektromos erővel, vagyis

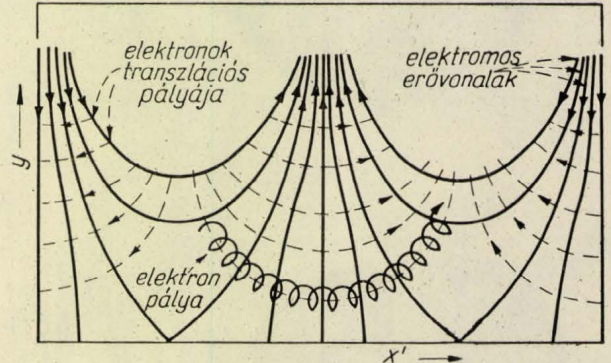
$$-eE + e \frac{H}{c} \frac{dx}{dt} = 0$$

Ebben az esetben az elektronok, az  $x$  irányban — tehát egy ekvipotenciális görbe mentén — fognak mozogni

$$\frac{dx}{dt} = \frac{cE}{H}$$

állandó sebességgel.

Az általános esetben a mozgás ennek a haladó mozgásnak és az előbbi körmozgásnak az eredője lesz, tehát a pálya valamilyen ciklois.



13. ábra

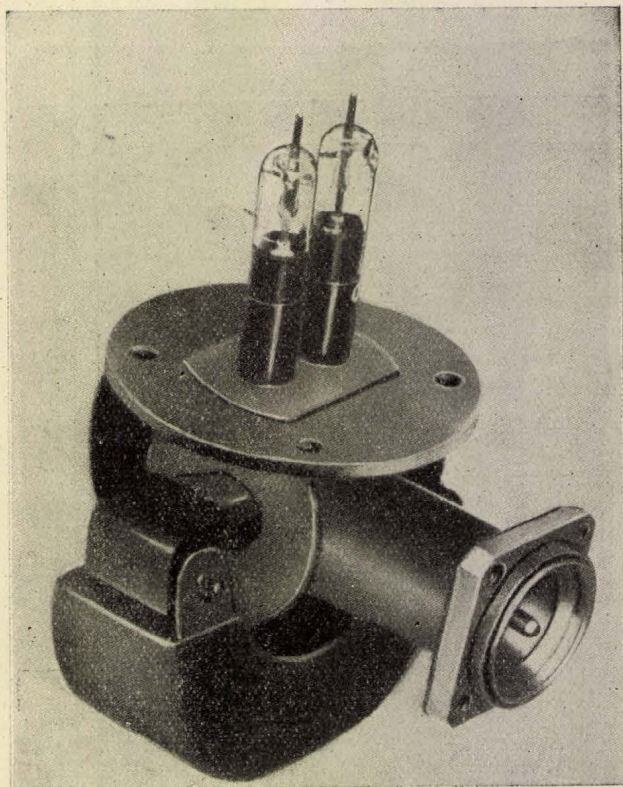
Ha még ezeken az állandó tereken kívül egy haladó nagyfrekvenciás tér is van jelen, az analitikus tárgyalás roppant nehézvé válik.

Az anód és a katód között a nagyfrekvenciás térnek csak elektromos komponense van (a nagyfrekvenciás mágneses tér a hornyokban van koncentrálna). A téreloszlás egy időpontban a 13. ábra kihúzott vonalaihoz hasonló. Ez a kép halad az  $x$  irányban. A periodikus terhelést úgy készítik, hogy ennek a haladásnak a sebessége megegyezzen az elektronok  $\frac{cE}{H}$  sebességével.

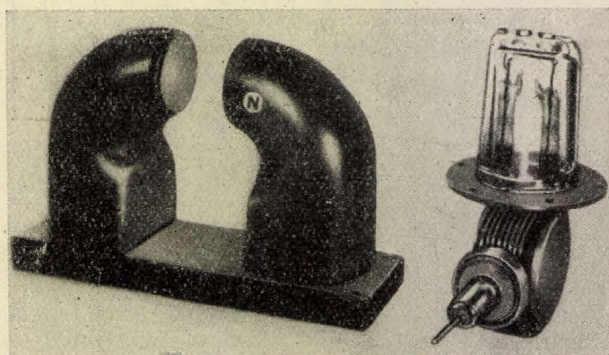
Ha egy ugyanilyen sebességű  $(x', y, z)$  koordináta-rendszerből nézzük az elektronmozgást, akkor az előbbi sztatikus problémához jutunk, amely



ben azonban a téreloszlás már nem homogén. Feltehetőleg az elektronok most is a mágneses térre merőleges síkban ekvipotenciális görbe mentén (szaggatott vonalak) mozognak  $\frac{cE'}{H}$  sebességgel, ahol  $E'$  a 13. ábrán látható erőter. Ez valóban elég jó közelítéssel így is van. Csak



14a. ábra



14b. ábra

mivel most  $E'$  pontról pontra változik, tehát a sebesség is változik, s így az elektronok az energia megmaradás tétele miatt áttolódna egyik ekvipotenciális görbéről a másikra. Erre a mozgásra superponálódik még az előzőekhez hasonlóan egy körmozgás. Mindezeknek a következményeképpen az elektronok pályája a mozgó koordináta-

rendszerben körülbelül a 13. ábrán látható vastagon kihúzott vonalnak felel meg. Látható ebből, hogy azok az elektronok, amelyek a nagyfrekvenciás tér tangenciális komponensének fékező fázisában haladnak, az anód felé mozognak, míg a többiek a katód felé. Az utóbbiak rövidesen beleütköznek a katódba, és nem jutnak el az anód közelébe, ahol nagy a nagyfrekvenciás tér amplitúdója. Így ezek az elektronok alig vonnak el energiát a tértől.

A fékező fázisban haladó elektronok sebességének le kellene csökkenni. Ez azonban nem következik be, mert az anód felé való haladás közben a potenciális energiájuk csökken, sebességük pedig közel a sztatikus térnek megfelelő  $\frac{cE'}{H}$  konstans érték marad.

A magnetronban tehát az eddigi nagyfrekvenciás csövektől eltérően az elektronok nem a kinetikus, hanem a potenciális energiájukat alakítják át nagyfrekvenciás energiává. Ez az átalakítás csaknem 100%-os. Olyan elektronok viszont, amelyek a nagyfrekvenciás tértől elvonnának energiát, gyakorlatilag nincsenek a kölcsönhatási térben. Ennek köszönhető a magnetron oszcillátorok jó hatásfoka. A gyakorlatban előforduló magnetronok 70–80%-os hatásfokkal dolgoznak és folytonos üzemben kilowatt, impulzus üzemben pedig esetleg megawatt nagyságrendű teljesítményt is le tudnak adni. Egyes példányokkal sikerült 90%-nál nagyobb hatásfokot is elérni.

Az üreges magnetronok számára a legmegfelelőbb hullámhossztartomány a cm-es. Két ilyen cm-es hullámhossztartományban dolgozó magnetrontípus látható a 14. ábrán.

Ha a hengeres magnetront egy sugaránál felvágjuk és lezárjuk, akkor az oszcillációhoz szükséges visszacsatolást megszüntettük, és a csövet erősítőnek használhatjuk. A magnetron erősítők azonban közel sem fejlődtek ki annyira, mint az oszcillátorok és nem is igen használják őket.

Groma Géza

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Fizikai Intézete

#### IRODALOM

1. Barkhausen – Kurz: Phys. Zsch. 21. 1. (1920).
2. Hull: Phys. Rev. 18. 31. (1921).
3. Alekszejev – Majlarov: Zsurnal Tehnicszeszkoj Fiziki 10. 1297. (1940).
4. Heill – Heill: Zsch. f. Phys. 95. 752. (1935).
5. Haeff: Electronics 1939. febr. 30.
6. Hahn – Metcalf: Proc. IRE. 27. 106. (1939).
7. Varian – Varian: J. Appl. Phys. 10. 321. (1939).
8. Kompfner: Wireles World 52. 369. (1946).
9. Haeff: Phys. Rev. 74. 1532. (1948).
10. Birdsall – Brewer – Haeff: Proc. IRE. 41. 865. (1953).
11. Field – Tien – Wattkins: Proc. IRE. 39. 194. (1951).
12. Birdsall: Proc. IRE. 42. 1628. (1954).
13. Millmann: Proc. IRE. 39. 1035. (1951).
14. Kompfner: Bell. Lab. Rec. 31. 281. (1953).
15. Beggs – Lavoo: Proc. IRE. 43. 15. (1955).



## A 70 éves Balmer-formula\*

70 évvel ezelőtt, 1885-ben a Poggendorf Annalenben egy szerény közlemény jelent meg. Címe: Megjegyzések a hidrogén színek-vonalaihoz. Alá az van írva, hogy a közlemény a bási leányiskola évkönyvéből vett kivonat. A kis közleményre mintegy 20 évig nem reagáltak erőteljesen. Csak később, amikor a Balmer-formula a Bohr-elmélet próbaköve és a spektroszkópiai termék elméletének kiindulópontja lett, jelent meg néhány tankönyvben, hogy »... már Balmer svájci középiskolai tanár próbálgatással felállított egy formulát, amely igen nagy pontossággal megadja a hidrogénatom színek-vonalainak hullámhosszát...«.

$$\frac{1}{\lambda} = R \left( \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right); \quad (n = 3, 4, 5, \dots)$$

Az R állandót Rydberg-állandónak nevezik és értékét is meg szokták adni. Azontúl semmi több. Még a spektroszkópiai szakmonográfiákban is csak vázlatos utalás történik arra vonatkozólag, hogy mi is lehetett Balmer próbálkozása mögött. Ezekből a jórészt lábjegyzetekben tett utalásokból azonban nem tudjuk elképzelni Balmer gondolatmenetét, amely őt formulájához elvezette, és csak értetlenül kérdezzük, hogy pl. miért nevezik a Balmer-formulában szereplő állandót Rydberg-állandónak, hiszen a formulát Balmer találta és Bohr értelmezte. Pedig méltán tarthat érdeklődésre számot az a módszer, amellyel csupán mérési adatokból ilyen elegáns és pontos formulához lehet jutni.

A következőkben ismertetjük Balmer zseniális gondolatmenetét és látni fogjuk, hogy a fizikának ettől a »nem kolosszális« alakjától is mennyit tanulhatunk.

### I.

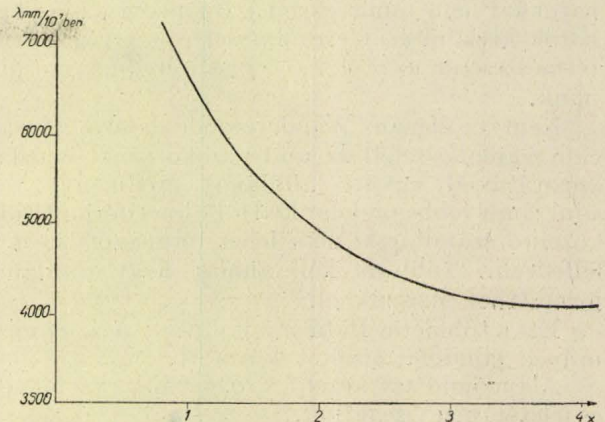
Minden maradandó szellemi alkotásban lehet találni nagyszerű (utólag többnyire triviálisnak látszó) gondolatot, amelynek ellesésével tartjuk igazán tiszteltben a módszer alkotóját.

Képzeli el, hogy egy korunkbeli átlagképességű fizikusnak birtokában vannak azok az adatok, amelyek Balmernél voltak meg. Ez persze rendkívül kevésnek hat; mindössze annyi ez, hogy — mint Balmer írja — »Angström úr mm/10<sup>7</sup>-nél nagyobb pontosságú méréseinek köszönhetően, ...« ismeretes volt a hidrogénspektrum első négy vonala. Ezek hullámhosszai a Fraunhoffertől eredő jelölésekkel (H<sub>α</sub>, H<sub>β</sub>, H<sub>γ</sub>, H<sub>δ</sub>) század angströmmi pontossággal adva voltak. (1. táblázat.)

1. táblázat

H : (λ <sub>1</sub> )	H : (λ <sub>2</sub> )	H : (λ <sub>3</sub> )	H : (λ <sub>4</sub> )
6562,10	4860,74	4340,10	4101,2

Induljunk ki mi is ebből a négy adatból és nézzük meg, milyen formulát elégít ki ez a szám-négyes? Első dolgunk nyilván valamilyen paraméter függvényében ábrázolni az adatokat. Ha sor-számmal látjuk el az adott hullámhosszakot, akkor kézenfekvő ennek a függvényében elvégezni az ábrázolást (1. ábra).



1. ábra

A kapott görbét azután a négy állandót tartalmazó

$$(1) \quad p(x) = a + bx + cx^2 + dx^3$$

harmadfokú polinommal approximálhatjuk és a polinomot majd az x paraméter egész számú helyein tekintjük. A négy hullámhossz négy egyenletet jelent az a, b, c, d ismeretlen együtt-hatók számára. Ezek:

$$(y(1) =) a + b + c + d = \lambda_1$$

$$(y(2) =) a + 2b + 4c + 8d = \lambda_2$$

$$(y(3) =) a + 3b + 9c + 27d = \lambda_3$$

$$(y(4) =) a + 4b + 16c + 64d = \lambda_4$$

Innen

$$a = \frac{1}{D} \begin{vmatrix} \lambda_1 & 1 & 1 & 1 \\ \lambda_2 & 2 & 4 & 8 \\ \lambda_3 & 3 & 9 & 27 \\ \lambda_4 & 4 & 16 & 64 \end{vmatrix} \begin{matrix} b = \dots \\ c = \dots \\ d = \dots \end{matrix}$$

Ahol

$$D = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 2 & 4 & 8 \\ 1 & 3 & 9 & 27 \\ 1 & 4 & 16 & 64 \end{vmatrix}$$

az egyenletrendszer determinánsa. (Wandermonde determináns, kiszámítása könnyen végezhető.)

Így az a, b, c, d együtthatók minden nehézség nélkül kiadódnak és így valóban eljutottunk egy olyan formulához, amelynek a négy mérési adat eleget tesz.

\* Előadás, mely elhangzott az Eötvös Loránd Tudományegyetem Fizikátörténeti szemináriumán 1955-ben.



Csak hogy formulánk semmiféle általánosságra nem tarthat igényt; ha ugyanis az ötödik adatot akarnánk behelyettesíteni (amellyel Balmer a formuláját ellenőrizte is), akkor már az öt állandót tartalmazó

$$y_1(x) = a_1 + b_1x + c_1x^2 + d_1x^3 + e_1x^4$$

negyedfokú polinommal kellene aproximálnunk. [Miután  $\lambda_5$  már (1)-nek a fent kiszámított együtthatókkal nem tenne eleget.] Ha pedig az együtthatók kiszámítását erre az esetre is elvégeznénk, természetesen  $a_1 \neq a$ ,  $b_1 \neq b$  stb. eredményre jutnánk.

Nem az elegáns Wandering-determinánssal való számolás tehát az, ami a szokott matematikai apparátussal együtt általános eredményt tud adni; mélyebb gondolat kell a Balmer-formulához; közelítő számításal nem lehet természettörvényt felfedezni. Több is kell ahhoz, hogy általános formulához jussunk el.

Ezt a többletet Balmer adta meg; nézzük meg, milyen gondolatmenetet követett.

Alapgondolata kézenfekvővé válik, ha műveit és életét megvizsgáljuk.

Johann Jacob Balmer 1825. május 1-én született Lausanneban (Baselland Kanton). Miután Baselben elvégezte a »Pedagogiumot«, Karlsruheba, majd Berlinbe ment matematikát tanulni. 1849-ben visszatért Baselba; 1865-ben a baseli egyetem magántanára lesz és ott 1890-ig ábrázoló geometriával és a geometria egyéb ágaival foglalkozik. Közben a baseli leányiskolában is tanít. Fő érdeklődési területét egy szóban talán úgy lehetne jellemezni, hogy az a képzőművészetek »geometrizálása« volt. Pl. habilitációs dolgozatának címe: »Ezékiel próféta arcképe a templomban, áttekinthetően ábrázolva és művészileg megmagyarázva«. A geometriához határozott érzelme volt, mégpedig nemcsak elméleti, hanem művészeti és építészeti szempontból is. Balmer azonban korántsem volt egyoldalú. Ha termékeny szerzőnek nem is lehet nevezni, műveit végignézve láthatjuk, hogy azok a legkülönbözőbb területekről valók.

A munkáslakások egészségviszonyairól is történik például említés műveiben, ami arra enged következtetni, hogy Marx és Engels néhány munkája eljuthatott hozzá, mivel az angol munkások és gyermekek kizsákmányolásáról írtakhoz hasonló hangulat érezhető benne.

Érdeklődésének ez a sokrétűsége teszi éppen világossá azt az alapgondolatot, amellyel formulájához eljutott. Az emberi elme ugyanis véges lévén, egymástól távolesó ismeretek elraktározását nyilván azért igyekszik megkönnyíteni, hogy azokat egymással analógiába hozza. Balmernek joggal volt alapja analógiaérzékének kifejlődésére. Analógiaérzékének köszönhető az is, hogy a »modern« világszemléletről szóló könyvében a világmindenség primitív harmóniájába vetett hit mellett áll ki. Úgy képzelte, hogy a világ

jelenségei egyszerűen függnek össze egymással és hogy pl. a fizika különböző területein fellépő jelenségek is egyszerűen hozhatók analógiába.

Ez a sajátos világszemlélet vezette el Balmert a formulájához.

Balmer idejében tudták, hogy a fény és a hang rezgésjelenség. »Rezgést csak rezgés tud létrehozni.« (Rezgő húr hangot ad.) A hangtanból ismeretes, hogy ha kiválasztjuk a hangok egy sorozatát, pl. a C-dur skálát, akkor a skála hangjai az alaphang frekvenciájával a következőképpen függnek össze:

ha a C-hang rezgésszáma =  $h$

$$\begin{array}{llll} \text{akkor a D} & \llcorner & \llcorner & = \frac{9}{8} h \\ \llcorner \text{ az E} & \llcorner & \llcorner & = \frac{5}{4} h \\ \llcorner \text{ az F} & \llcorner & \llcorner & = \frac{4}{3} h \end{array}$$

és így tovább.

Azt is mondhatjuk, hogy a C-dur skála hangjainál megadható egy olyan  $h$  alapszám, amelyet ha rendre megszorunk a  $\frac{9}{8}$ ,  $\frac{5}{4}$ ,  $\frac{4}{3}$ , ... törtekkel, kiadódhatnak a skála hangjai.

Tudták továbbá Balmer idejében azt is, hogy egy rezgő rendszer (pl. húr) csak jól meghatározott frekvenciákon képes rezegni.

Balmer mármint a következőképpen gondolkodott: A fény rezgés. A fényt (hidrogénspektrum esetében) a hidrogén bocsátja ki. A hidrogéngáz atomokból áll. Ezért, mivel »rezgést csak rezgés hoz létre«, a hidrogénatomoknak rezgő-rendszereknek kell lenniök. A hidrogénspektrum vonalai diszkrét, jól meghatározott frekvenciákat mutatnak, akárcsak pl. egy rezgő húr felhangjai. *Tegyük fel tehát, hogy a hidrogénspektrum frekvenciáihoz megadható egy olyan  $h$  alapszám, amelyet ha rendre megszorunk a  $\frac{p_1}{q_1}$ ,  $\frac{p_2}{q_2}$  ... egyszerű egészsámokból előállított törtekkel, akkor megkapjuk a hidrogénspektrum vonalainak frekvenciáját.*

Nézzük meg, miképp vihette keresztül Balmer ezt a gondolatmenetet?

Először is a  $h$  alapszám megkeresése céljából osszuk el egymással a két frekvenciát.

$$\frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{\frac{c}{\lambda_2}}{\frac{c}{\lambda_1}} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{6562,10}{4860,74} = 1,349 \approx 1,35$$

(Angström két tizedesjegyre mért értékeit fogadtuk el és a hányadosképzésben is két tizedesjegyre szorítottunk.)

Írhatjuk tehát

$$(2) \quad \frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{27}{20}$$

Hasonlóan eljuthatunk a

$$(3) \quad \frac{\nu_3}{\nu_1} = \frac{189}{125}$$



eredményhez. Végül

$$(4) \quad \frac{v_4}{v_1} = \frac{8}{5}.$$

Most a  $h$  alapszám létezésére szeretnénk következtetni. Ha a frekvenciát tekintenénk alapszámnak (amint az a C-dúr skála  $c$  alaphangjánál úgyis van), akkor nem mutatkozna semmiféle összefüggés a három tört között. Vessük el tehát azt a feltevést, hogy  $v_1$  az alapszám és a törtek közti szabályszerűség felderítése céljából bontsuk azokat fel prímszámok szorzatára:

$$\frac{27}{20} = \frac{3 \cdot 3 \cdot 3}{4 \cdot 5}; \quad \frac{189}{125} = \frac{3 \cdot 3 \cdot 3 \cdot 7}{5 \cdot 5 \cdot 5}; \quad \frac{8}{5} = \frac{2 \cdot 2 \cdot 2}{5}$$

Itt vegyük észre, hogy ez még a következő alakban is írható!

$$(5) \quad \frac{27}{20} = \frac{3}{4} \cdot \frac{9}{5}; \quad \frac{189}{125} = \frac{21}{25} \cdot \frac{9}{5}; \quad \frac{8}{5} = \frac{8}{9} \cdot \frac{9}{5}$$

amivel máris két közös vonást találunk: mindhárom szám törtes többszöröse  $\frac{9}{5}$ -nek, ugyanakkor a  $\frac{9}{5}$  előtt álló faktorok nevezői mind négyzetszámok.

Miután (2), (3), (4)-ből láthatóan] a baloldalon a frekvenciák hányadosai szerepelnek, ezért kézenfekvő a jobboldalon álló számokat is (az akusztikai analógia által megkívánt) törtek hányadosaként írni. Ekkor:

$$(6) \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{3}{5}; \quad \frac{v_3}{v_1} = \frac{21}{5}; \quad \frac{v_4}{v_1} = \frac{8}{5}.$$

Most már teljes az analógia, hiszen (6) csak úgy állhat fenn, ha

$$(7) \quad v_1 = \frac{5}{9} g; \quad v_2 = \frac{3}{4} g; \quad v_3 = \frac{21}{25} g; \quad v_4 = \frac{8}{9} g$$

ahol  $g$ -nek egy a frekvenciáktól nem függő egyetemes állandónak kell lennie.

Meg kell csodálnunk azt az elszántságot, amellyel Balmer a hangtani analógiát felszínre hozta. Most már csak (7) formulába tömörítése van hátra.

Felhasználjuk a nevezők négyzetszám voltát.

$$(8) \quad v_1 = \frac{5}{3^2} g; \quad v_2 = \frac{3}{2^2} g; \quad v_3 = \frac{21}{5^2} g; \quad v_4 = \frac{8}{3^2} g$$

Hozzuk kapcsolatba a számlálókat a nevezőkkel:

$$(9) \quad v_1 = \frac{3^2 - 2^2}{3^2} g; \quad v_2 = \frac{2^2 - 1^2}{2^2} g; \\ v_3 = \frac{5^2 - 2^2}{5^2} g; \quad v_4 = \frac{3^2 - 1^2}{3^2} g$$

Hogy ennek a számnégyesnek közös tulajdonsága legyen, kétféleképpen járhatunk el. Megtehetjük, hogy a számlálóban a kivonandó mindig  $1^2$  legyen. Ekkor azonban tulajdonképpen visszafelé tennénk egy lépést, miután (9) első és harmadik képletében  $2^2$ -nel kellene osztanunk a számlálót és a nevezőt, amellyel újra emeletes törtekhez jutnánk.

Azonban megtehetjük, hogy a számlálóban a kivonandó mindig  $2^2$  legyen. [(9)-ben a második és negyedik egyenlőséget  $2^2$ -nel bővítve]:

$$(10) \quad v_1 = \frac{3^2 - 2^2}{3^2} g; \quad v_2 = \frac{4^2 - 2^2}{4^2} g; \\ v_3 = \frac{5^2 - 2^2}{5^2} g; \quad v_4 = \frac{6^2 - 2^2}{6^2} g$$

és itt már szembeszökő a szabályszerűség. A (10) egyenlet-négyest összefoglalhatjuk ebben az alakban:

$$v_{n,m} = g \cdot \frac{m^2 - n^2}{m^2} \quad (n = 2, m = n+1, n+2, \dots).$$

Már Balmer felvetette a kérdést, hogy előfordul-e a természetben az  $n = 1, 3, 5, 6, \dots$  esetnek megfelelő frekvencia is? Ez materialista gondolkodásmódjára jellemző, mert képletét nem elszigetelten vizsgálta, abban a 2 számot nem tekintette kitüntetett állandónak.

Megjegyzendő, hogy formuláját a

$$\lambda = h \left( \frac{m^2}{m^2 - n^2} \right) \text{ mm}/10^7$$

alakban publikálta. Ezt azután öt évvel később Rydberg hozta mai alakjára.

Ezt a klasszikus (ma már méltán nagyjelentőségűvé vált) cikkét Balmer azután akkor hozta nyilvánosságra, amikor további öt adat jutott birtokába. A 2. táblázat is tőle ered. A táblázat első oszlopában kortársainak nevét láthatjuk. A táblázat utolsó oszlopában Balmer minden kutató méréseihez kiszámított  $h$  állandókat közli. A táblázat utolsó soraiban a formula próbáját látjuk.

Balmer nem volt fizikus és hogy érdeklődési köre még formulájának felfedezése után sem fordult el a művészetektől, arra jellemző, hogy fia képzőművészeti tehetségének kifejlesztésén fáradozott leginkább. (Balmer arcképe is fia Wilhelm Balmer olajfestménye nyomán készült.)

\* \* \*

Mit tanulhatunk Balmertől?

Az elméleti fizikus láthatja, mennyire bízott a hangtani analógia érvényességében. Valószínűleg más ember megállt volna egy approximáló polinomnál, vagy egy grafikus összefüggésnél. Az elméleti fizikust Balmer az analógiameggondolások szerepére figyelmezteti. Ha utólag értékeljük a Balmer-formulát, látjuk, hogy az  $x$  negatív hatványait



2. táblázat

Hidrogénvonalak hullámhossza mm/10<sup>7</sup>-ben

Fraunhofer féle megjelölés	$H_\alpha = \frac{9}{5} h$	$H_\beta = \frac{4}{3} h$	$H_\gamma = \frac{25}{21} h$ előtt	$H_\delta = \frac{9}{8} h$	$H_\epsilon = \frac{49}{45} h$ közvetlen	Ibolyántúli				A h alapszám középértéke
	$H_\alpha = \frac{9}{5} h$	$H_\beta = \frac{4}{3} h$	$H_\gamma = \frac{25}{21} h$ előtt	$H_\delta = \frac{9}{8} h$	$H_\epsilon = \frac{49}{45} h$ közvetlen	$H_\xi = \frac{19}{15} h$	$H_\eta = \frac{81}{77} h$	$H_\zeta = \frac{25}{21} h$	$H_\chi = \frac{121}{117} h$	
Van d.										
Willigen ...	6565,6	4863,94	4342,80	4103,8	(H <sub>I</sub> = 3971,3)	—	—	—	—	h = 3647,821
Angström ...	6562,10	4860,74	4340,10	4101,2	(H <sub>I</sub> = 3968,1)	—	—	—	—	h = 3645,589
Mendenhall...	6561,62	4860,16	—	—	—	—	—	—	—	h = 3645,232
Mascart ....	6560,7	4859,8	—	—	(H <sub>I</sub> = 3967,2)	—	—	—	—	h = 3644,842
Ditscheiner	6559,5	4859,74	4338,60	4100,0	(H <sub>I</sub> = 3966,8)	—	—	—	—	h = 3644,460
Huggins ....	—	—	—	—	—	3887,5	3834	3795	3767,5	h = 3643,846
Vogel .....	—	—	—	—	3669	3887	3834	3795	6769	h = 3644,379
$H = \frac{m^2}{m^2 - 2^2} h$	m = 3	m = 4	m = 5	m = 6	m = 7	m = 8	m = 9	m = 10	m = 11	
h = 3645,6	6562,08	4860,8	4340	4101,3	3969,65	3888,64	3834,98	3797,5	3770,2	
h = 3645	6561	4860	4339,283	4100,625	3969	3888	3834,35	3796,87	3769,615	

tartalmazó sorral kellett volna talán kísérleteznünk és abban új független változót bevezetni, amely a 3 értéknél adta volna ki az első vonalat. De ugyan mi tette volna plauzibilissá ilyen műveletek megejtését?

A kísérleti fizikus megtanulhatja Balmertől, hogyan lehet mérésekből származó, semmitmondóknak látszó, barátságtalan számadatokból egy természeti törvényhez eljutni.

Az egyetemi hallgató azt láthatja, hogy nem egészen exakt alapgondolat is vezethet helyes eredményre. Az egyetemi oktatásban gyakran találkozhatunk analógiamegfontolásokkal, ezeknek igazi lényegét azonban sokan nem értik meg, mert bizonyító erőt keresnek benne és nem látják meg az ilyen gondolatok heurisztikus erejét.

A középiskolai tanár is tanulhat Balmertől. Gondolatmenete oly elemi és világos, hogy a középiskolai oktatásban vagy fizikai szakkörökön minden bizonnyal ismertethető.

\* \* \*

Johann Jacob Balmer formulájának felállításával két évtizeddel megelőzte korát. Igazi jelentőségét nem ismerhette fel, de klasszikussá vált cikkében már tudományos előrelátással jósl sikert formulájának. »Mann könnte diese Zahl die Grundzahl des Wasserstoff nennen.« ... És ha ilyen alapszámot más elemeknél is sikerül találni, úgy talán azt a megfelelő atomsúlyokkal is kapcsolatba lehetne hozni... »Und wenn es gelingen sollte auch für andere Elemente die

entsprechenden Grundzahlen ihrer Spektrallinien zu finden, so wäre die Vermutung gestattet, dass zwischen diese Grundzahlen und den entsprechenden Atomgewichten bestimmte Wieder durch irgend-eine Funktion ausdrückbare Beziehungen stattfinden« ...

Tehát valóban nem tekintette formuláját a többi elemtől elszigeteltnek, hanem inkább azt egy általánosabb formula speciális eseteként kezelte.

Nem ütközhetünk meg azon, hogy az újabb kutatások által megismert H-vonal (tudjuk, a hidrogénmolekula egyik vonala) szerepéről nem tudott helyes képet alkotni: ... »Ich musste entweder annehmen, dass die Temperaturverhältnisse zur Entwicklung dieser Linie nicht günstig genug seien, oder dass dennoch die Formel keine allgemeine Geltung besitze.«

Balmer elgondolásai megvalósítását nem érhetette meg. Ő maga képtelen lett volna megalkotni azt, hiszen ahhoz, hogy az analógiák mögé nézzen, már nem lehetett elég a világ primitív harmóniájába vetett hit. Ahhoz már nem analógia, hanem forradalmi gondolat kellett. Így köréből nem tudva kiszakadni, csak a halála után egy évtized múlva megjelenő forradalmár-fizikus fiatal alakjának árnyékát vethette előre. Ezt a fizikust, tudjuk, Niels Bohr-nak hívták.

Fáy Gyula—Tábori Gabriella

IV. éves fiz. hallgatók  
Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Matematika-Fizika-Kémia kar



## Az impulzustétel és néhány alkalmazása

Newton II. axiómája szerint az erő arányos a mozgásmennyiség időegység alatti megváltozásával és annak irányában van. Képletben

$$\bar{P} = \frac{d(m\bar{v})}{dt} \quad (1)$$

Az itt szereplő  $\bar{I} = m\bar{v}$  mennyiséget nevezi Newton mozgásmennyiségnek (Quantitas motus). Újabban gyakoribb az impulzus elnevezés. A szereplő sebesség, mozgásmennyiség és erő vektormennyiségek, ezt fejezzük ki a mennyiséget jelölő betű fölé helyezett vízszintes vonással. Egyenes mentén történő mozgásnál a vektorjelölés el-mellőzhető, a mennyiségek vektorjellege az előjelben jut kifejezésre.

(1) egyenletünk az impulzustétel. A köznapi használatban

$$\frac{d(m\bar{v})}{dt} = m \cdot \frac{d\bar{v}}{dt} = m\bar{a}$$

összefüggés miatt ezt

$$\bar{P} = m \cdot \frac{d\bar{v}}{dt} = m\bar{a} \quad (2)$$

alakban szoktuk használni (erő = tömeg  $\times$  gyorsulás). Ez jogos akkor, ha a tömeg az időben állandó. Ez azonban nincs mindig így, pl. nincs így a relativitáselméletben, ahol — Sommerfeld szavaival élve — az eredeti Newton-féle megfogalmazás „szinte prófétai bizonyossággal” érvényben maradt [1]. A klasszikus mechanikában mindkét megfogalmazás helyes és inkább az utóbbi használatos.

Egy (az időben általában változó) erőnek az  $m$  anyagi pontra  $t_2 - t_1$  idő alatt kifejtett hatását az „erőlökésnek”, vagy erőimpulzusnak nevezett

$$\int_{t_1}^{t_2} \bar{P} \cdot dt$$

mennyiséggel mérjük. (2)-ből folyóan

$$\bar{P} \cdot dt = m \cdot d\bar{v}$$

és ezzel

$$\int_{t_1}^{t_2} \bar{P} \cdot dt = \int_{v_1}^{v_2} m \cdot d\bar{v} = m\bar{v}_2 - m\bar{v}_1 = \bar{I}_2 - \bar{I}_1 \quad (3)$$

eredményre jutunk; az erőimpulzus egyenlő a mozgásimpulzus megváltozásával. A jobboldalt álló különbséget röviden  $\Delta\bar{I}$ -vel is jelölhetjük. Speciális eset, ha a kezdeti sebesség és így a kezdeti mozgásimpulzus is zérus:

$$\int_{t_1}^{t_2} \bar{P} \cdot dt = m\bar{v} \quad (4)$$

Az erőimpulzus egyenlő a mozgásimpulzussal. Ez utóbbi összefüggésnek következménye, hogy az irodalomban az egyenlet mindkét oldalán álló mennyiségre röviden az „impulzus” kifejezés használatos, ami zavart okozhat. Ezért a jelen cikkben a két mennyiséget az elnevezésben is megkülönböztetjük.

Konstans erő esetében (3) és (4) helyett az egyszerű

$$\bar{P} \cdot (t_2 - t_1) = \Delta\bar{I} \quad (5)$$

illetve

$$\bar{P} \cdot (t_2 - t_1) = \bar{I} \quad (6)$$

kifejezéseket kapjuk.

Az impulzustétel tömegpontok rendszerére is alkalmazható. Itt a belső erők eredője Newton III. axiómája miatt zérus, így  $\bar{P}$  a külső erők eredőjét,  $\bar{I}$  pedig az egyes pontok mozgásimpulzusainak vektorösszegét jelenti:

$$\bar{P} = \Sigma \bar{P}_i \text{ és } \bar{I} = \Sigma m_i \bar{v}_i$$

Ha mostmár a külső erők eredője zérus, úgy (3)-ból következik

$$\bar{I} = \text{konstans} \quad (7)$$

A rendszer eredő mozgásimpulzusát belső erők nem tudják megváltoztatni. Ezt nevezzük az *impulzus-megmaradás* tételének. Megfelelő átfogalmazással mint súlypont-tétel ismeretes. Az impulzus-megmaradás tétele egyetlen tömegpontra is alkalmazható és (2) szerint azt adja, hogy a külső erőhatások alól kivont anyagi pont sebessége állandó, speciálisan zérus. Ez pedig Newton I. axiómája, a tehetetlenség törvénye.

Az impulzustételnek a fentiekben látott különböző formái használatosak. Különösen hasznos a tétel testek rövid ideig tartó kölcsönhatásának (ütközés) leírásánál, ahol igen nagy erők, ún. „momentán” erők rövid idő alatt a sebességeket ugrásszerűen nagymértékben megváltoztatják, míg az ütköző testek helyzetkoordinátái az igen rövid idő alatt gyakorlatilag változatlanok maradnak [4]. Sőt általában az impulzus és mozgásmennyiség fogalmak csak ilyen esetekben nyernek alkalmazást [2]. Ezzel azonban nem merül ki a tétel alkalmazhatósága, amint arra Greinacher szép könyvében találunk érdekes példákat [3].

Az impulzustétel a fizikának ugyanolyan fontos és átfogó tétele, mint az energiatétel és azzal együtt a legkülönbözőbb problémák megoldására használható a fizika bármelyik fejezetében. A következőkben a mechanikából vett néhány példán mutatjuk be a tétel sokoldalú alkalmazhatóságát.



### Szabad esés és függőleges hajítás

Az  $m$  tömegű testet  $h$  magasságból szabadon esni hagyjuk. A mozgás a konstans  $P = mg$  erő hatása alatt egyenes vonalon történik. Az indulás pillanatában a sebesség zérus, így (6) alapján az impulzustétel ezt adja:

$$mgt = mv$$

amiből

$$v = gt \quad (8)$$

Az energiatételből

$$mgh = \frac{mv^2}{2}$$

pedig

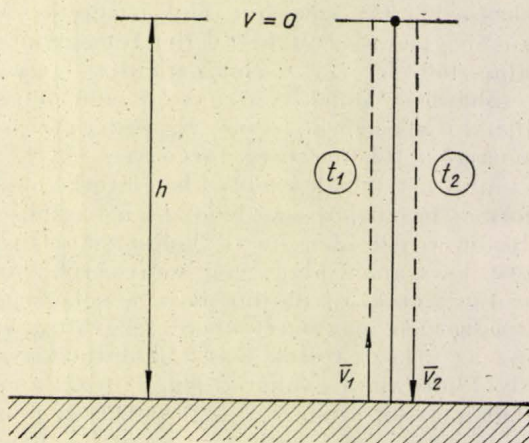
$$v = \sqrt{2gh} \quad (9)$$

(8) és (9) kombinációjából végül

$$h = \frac{g}{2} \cdot t^2 \quad (10)$$

Megkaptuk a szabadesés ismert képleteit. Teljesen azonos módon kaphatjuk a lejtőn mozgás törvényeit.

A függőleges *felfelé* hajításnál legyen  $v_1$  az indulási,  $v_2$  pedig a végsebesség, ez utóbbi irányát tekintsük pozitívnak. Az emelkedés magassága  $h$ , ideje  $t_1$ , az esés ideje  $t_2$ . A pálya tetőpontján a sebesség zérus.



1. ábra. Függőleges felfelé hajítás

Az energiatételből:

$$\frac{mv_1^2}{2} = mgh = \frac{mv_2^2}{2}$$

megállapítjuk mindenek előtt, hogy

$$v_1 = v_2$$

Felírjuk az impulzustételt a mozgás felszálló szakaszára (5) szerint

$$mgt_1 = 0 - (-mv_1) = mv_1$$

ebből  $t_1 = v_1/g$ . A leeső szakaszra viszont

$$mgt_2 = mv_2 - 0$$

amiből  $t_2 = v_2/g$ . Az összehasonlítás (11) alapján ezt adja:

$$t_1 = t_2 \quad (12)$$

Az emelkedés ugyanannyi ideig tartott, mint az esés. A mozgás egész ideje

$$\tau = 2v/g \quad (13)$$

(11) és (12) együttesen azt jelenti, hogy a mozgás a tetőpontra nézve szimmetrikus; reverzibilis jelenséggel van dolgunk.

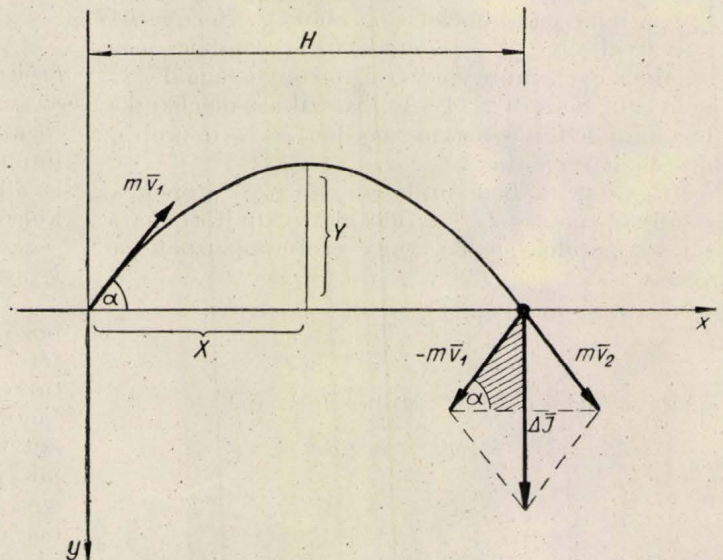
Függőleges *lefelé* hajításnál ugyancsak (5) szerint, ha  $v_0$  a kezdősebesség

$$mgt = mv - mv_0$$

$$v = v_0 + gt$$

### Ferde hajítás

Az erő konstans  $P = mg$ , a sebesség pontról pontra változik irány és nagyság szerint is. Az erőimpulzus vektor iránya függőleges, a mozgás-



2. ábra. Ferde hajítás

impulzusé egybeesik a pálya érintőjének irányával. Lényegesen megmutatkozik a (3) és (4), ill. (5) és (6) egyenletek közti különbség. Esetünkben az (5) egyenlet lesz érvényes, az erőimpulzus a mozgásimpulzusok különbségével egyezik meg.

Jelölje a mozgás idejét  $\tau$ , a többi jelölés az ábráról leolvasható. Az erőimpulzus  $mgt$ , a moz-



gásimpulzusok különbségét a becsapódás helyén vektoriálisan képezzük.

$$\Delta \vec{I} = m\vec{v}_2 - m\vec{v}_1$$

Ennek nagysága az ábrán megrajzolt vektor-parallelogramma átlója. Az energiátétel szerint

$$v_1 = v_2 = v$$

így a bevonalkázott derékszögű háromszög átfogója  $mv$ , függőleges befogója  $\Delta I/2$ , ezzel szemközti szöge  $\alpha$ . Így kapjuk  $\Delta I$ -re:

$$\Delta I = 2mv \cdot \sin \alpha$$

ami az impulzustétel szerint egyenlő az erő-impulzussal. Ebből adódik a mozgási idő képlete

$$\tau = \frac{2v \cdot \sin \alpha}{g} \quad (14)$$

A mozgás vízszintes irányú sebessége

$$v_x = v \cdot \cos \alpha$$

és ezzel a hajítási távolság

$$H = v_x \cdot \tau = \frac{v^2 \cdot \sin 2\alpha}{g} \quad (15)$$

A hajítási magasságot megkapjuk, mint a  $\tau/2$  időhöz tartozó esési magasságot (10)-ből

$$Y = \frac{v^2}{2g} \cdot \sin^2 \alpha \quad (16)$$

Végül összefüggést keresünk  $Y$  és  $X = H/2$  mennyiségek között. Két utóbbi egyenletünkéből

$$X^2 = \frac{2v_x^2}{g} \cdot Y$$

Ez adja a pálya egyenletét abban az  $X, Y$  koordinátarendszerben, aminek origója a pálya legmagasabb pontjában van, tengelyei párhuzamosak az eredeti  $x, y$ -tengelyekkel. A pálya  $p = v_x^2/g$  paraméterű parabola.

Eljárásunk sokkal egyszerűbben adja a ferde hajítás ismert képleteit, mint a szokásos kinematikai tárgyalás. Eredményeink összhangban vannak a függőleges hajítás előző pontbeli eredményeivel.  $\alpha = \pi/2$  helyettesítéssel (14)-ből  $\tau = 2v/g$ , (15)-ből  $H = 0$ , (16)-ból  $Y = v^2/2g$  adódik.

### Egyenletes körmozgás és harmonikus rezgőmozgás

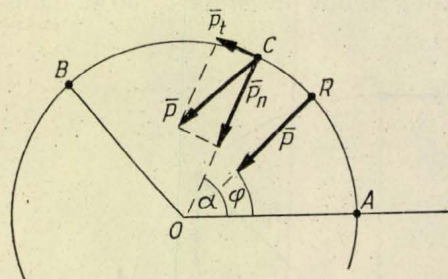
Ez a feladat annyiban bonyolultabb, mint az előzőek, hogy itt nem konstans az erő. Az egyenletes körmozgásnál az erő iránya változik pontról pontra; a rezgőmozgásnál az erő nagysága pontról pontra, iránya pedig félperiódusonként változik.

Tekintsük az egyenletes körmozgásnak azt a szakaszát, míg a pont  $A$ -ból kiindulva  $B$ -ig

jut. Az  $\widehat{AB}$  ív felező pontja  $C$ ,  $R$  pedig a mozgó pontnak egy tetszőleges helyzete (3. ábra). Az erőimpulzus

$$\int_A^B \vec{P} \cdot dt = \frac{1}{\omega} \int_A^B \vec{P} \cdot d\varphi$$

Ennek kiszámításához áthelyezzük az erőt  $R$ -ből  $C$ -be és felbontjuk tangenciális és normális kom-



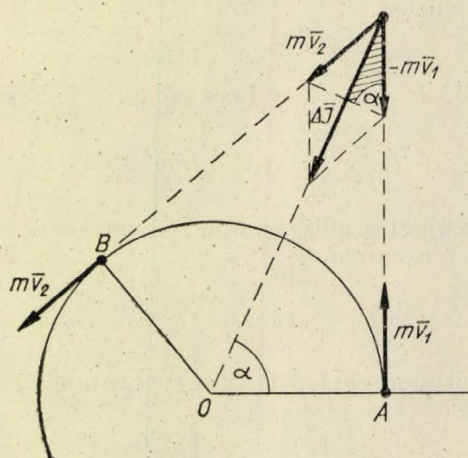
3. ábra. Egyenletes körmozgás

ponensekre. Az előbbiekkal képezett integrál értéke szimmetria okokból zérus, így marad az erőimpulzus nagyságára

$$\frac{P}{\omega} \int_0^{2\alpha} \cos(\alpha - \varphi) \cdot d\varphi = \frac{2P}{\omega} \cdot \sin \alpha$$

A mozgásmennyiség megváltozása pedig a 4. ábrából

$$\Delta I = 2mv \cdot \sin \alpha$$



4. ábra. A mozgásimpulzus megváltozása

Ezekből (3) szerint  $P = mv\omega$ , amit  $\omega = v/r$  felhasználásával

$$P = mv^2/r = m\omega^2 r$$

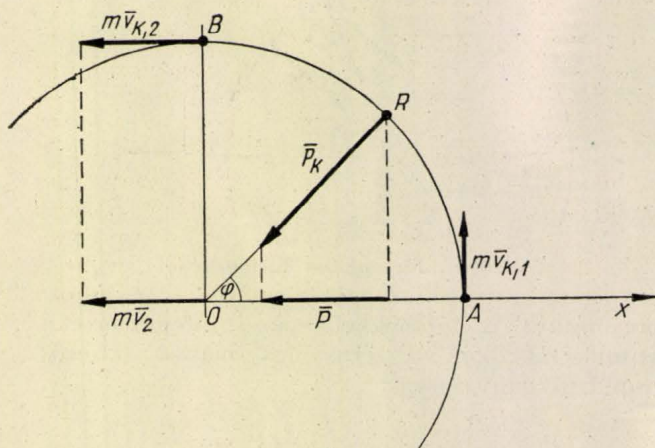
alakba írhatunk, ez pedig a centripetális erő ismert kifejezése. Vetítsük az egyenletes körmozgást az  $OA$  irányú  $x$ -tengelyre, a vetületi pont harmonikus rezgőmozgást végez (5. ábra).



A körmozgásra vonatkozó mennyiségeket lásuk el megkülönböztetésül  $k$  indexszel ( $\vec{P}_k = m\vec{r}\omega^2$ ,  $v_k = m\vec{r}\omega$ ), így a rezgő pontra ható erő

$$P = -P_k \cdot \cos \varphi = -m\omega^2 \cdot r \cdot \cos \varphi = \\ = -m\omega^2 \cdot x = -D \cdot x,$$

ahol  $D = m\omega^2 = P_k/r$  az irányító tényező (számértékeileg megegyezik az egyensúlyi helyzettől egységnyi távolságban ható erő nagyságával). Fenti kifejezésünk megadja a harmonikus rezgő-



5. ábra. Harmonikus rezgőmozgás

mozgás erőtvényét: az erő arányos az egyensúlyi helyzettől elmozdulással és azzal ellentétes irányú. Kiszámítjuk egy negyedperiódusra az erőimpulzust.

$$\int_B^A P \cdot dt = -\frac{P_k}{\omega} \cdot \int_0^{\pi/2} \cos \varphi \cdot d\varphi = -P_k/\omega = \\ = -r \cdot D/\omega$$

Másrészt a mozgásimpulzus változása az ábráról leolvashatóan

$$\Delta I = -mv_k - 0 = -m\vec{r}\omega$$

Két utóbbi egyenletünk egybevetéséből a rezgésidő

$$T = 2\pi \cdot \sqrt{m/D}$$

Alkalmazzuk eredményünket a fonálingára. A mozgást létesítő erő a szokásos jelölésekkel (6. ábra)

$$P = -mgx/l$$

Kis szögeknel  $x$  az elmozdulással helyettesíthető. Ugyanazt az erőtvényt kaptuk, mint előbb, esetünkben  $D = mg/l$  és a lengésidő

$$T = 2\pi \sqrt{l/g}$$

## Az ütközés

Két golyó centrális egyenes ütközését tárgyaljuk, amikor tehát a sebességvektorok beleesnek a gömbközéppontokat összekötő egyenesbe [4]. A golyók tömegei  $m_1, m_2$ ; sebességeik az ütközés előtt  $v_1, v_2$ ; ütközés után  $u_1$  ill.  $u_2$ . A mozgásimpulzus megváltozása mindkét golyóra (index nélkül írjuk fel)

$$\Delta I = m \cdot (u - v).$$

Megszorozzuk ezt a kifejezést az  $u + v$  összeg felével:

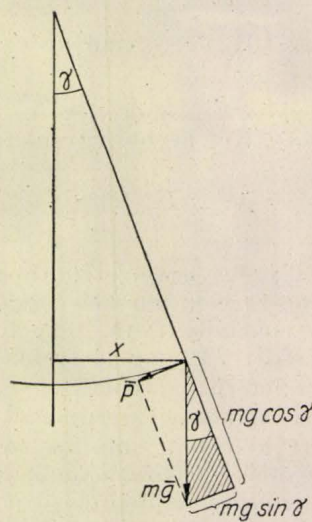
$$\frac{\Delta I}{2} \cdot (u + v) = \frac{m}{2} \cdot (u^2 - v^2) = \Delta E$$

A kinetikai energiák különbsége, ami az ütközési momentán erők munkája. Az összes munka

$$L = \sum \Delta E = \sum \frac{u + v}{2} \cdot \Delta I$$

Rugalmas ütközésnél az energiatétel érvényben van, így:  $L = 0$ , vagyis

$$\frac{u_1 + v_1}{2} \cdot \Delta I_1 + \frac{u_2 + v_2}{2} \cdot \Delta I_2 = 0 \quad (17)$$



6. ábra. Fonálinga

Legyen az ütközésnél az egyes golyókra ható erők középértéke  $P_1$ , ill.  $P_2$ , az ütközés ideje  $\Delta t$ . Az impulzustétel ebben az esetben

$$\Delta I_1 = P_1 \cdot \Delta t; \quad \Delta I_2 = P_2 \cdot \Delta t$$

Másrészt Newton III. axiómája szerint  $P_1 = -P_2$ , így  $\Delta I_1 = -\Delta I_2$ .

Ezzel most már (17)-ből

$$u_1 + v_1 = u_2 + v_2$$



Az ütközés előtti és utáni sebességek összege állandó. Hozzávéve ehhez az ütköző rendszerre érvényes impulzus megmaradási tételt:

$$\Sigma mv = \Sigma mu,$$

két utóbbi egyenletünkéből az ütközés utáni sebességek ismert formuláit egyszerűen megkaphatjuk.

Vegyük szemügyre azt a speciális esetet [8], amikor az  $m_1$  tömegű,  $v_1$  sebességű golyó az  $m_2$  tömegű álló golyóval ütközik centrálisan, rugalmasan. Egyenletrendszerünk megoldása

$$u_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} \cdot v_1 \quad (18)$$

Az energiatétel értelmében a meglökött golyó kinetikus energiája az ütköző golyó kinetikus energiájának rovására keletkezett, ez utóbbi energiavesztesége

$$\Delta E = \frac{m_1}{2} \cdot (v_1^2 - u_1^2) = \frac{m_2}{2} \cdot u_2^2$$

A relatív energiaveszteség (az átadott energiának és az eredeti energiának viszonya) a (18) összefüggés felhasználásával

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{m_2 u_2^2}{m_1 v_1^2} = \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (19)$$

Nézzük meg, hogy adott  $m_1$  esetén  $m_2$  milyen értéke mellett lesz maximális ez a rel. energiaveszteség. Kis átalakítással

$$\frac{\Delta E}{E} = \left( \frac{\sqrt{m_1 m_2}}{m_1 + m_2} \right)^2$$

Kifejezésünk baloldalának fizikai tartalma (az átadott energia nem lehet több, mint az eredeti energia), a jobboldalnak pedig matematikai tartalma (a mértani közép nem lehet nagyobb a számtani középénél) mutatja, hogy a keresett maximum csak 1 lehet. A jobboldali kifejezésből kiolvassuk, hogy ez a maximum eléretik, amikor a mértani közép értéke megegyezik a számtani középpel, ez pedig az

$$m_1 = m_2$$

esetben valósul meg.

Az atomtechnikai gyakorlatban nagy fontosságú a magreakciókban keletkező nagysebességű neutronok lelassítása. Fenti speciális esetünk megvalósul a neutron-atom ütközéseknél; az az atom, amivel a neutron ütközik, ütközés előtt nyugvónak tekinthető. Eredményünk szerint azonos tömegű atomokkal (hidrogénnel) legeredményesebb a lassítás. A tömegeket a velük arányos atómsúlyokkal helyettesítve (19) helyett ezt kapjuk:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{4A}{(A+1)^2}$$

Ezzel számolva a rel. energiaveszteség hidrogénre ( $A = 1$ ) 100%, deutronra ( $A = 2$ ) 89%, szénre ( $A = 12$ ) pedig 29%. A hidrogén hátánya, hogy befogja a neutronokat, a deutron jó lassító, de drága; a szén közepes lassító, viszont olcsó. Ezért használnak grafitot az atom-máglyákban.

A rugalmas ütközés elméleti tárgyalásából [4] következik, hogy az ütközés rövid ideje alatt a golyók helyzete nem szenved lényeges változást, tökéletes rugalmasság és pillanatnyi erők adta határesetben az ütközés helyváltoztatás nélkül megy végbe. Golflabda elütéséről időnagyítással (Zeitlupe) készített fényképfelvétel kiértékelése azt adta, hogy az ütközés 1/5000 másodpercig tartott, ütő és labda együttes elmozdulása 10 mm [7].

A rugalmatlan ütközés abban különbözik az előbbtől, hogy itt az ütközési erők munkája pozitív, az energiatétel nem érvényes. Az impulzus megmaradásának tétele azonban érvényben van. Tökéletesen rugalmatlan ütközésnél a golyók az ütközés után közös  $u$  sebességgel mozognak. Erre kapjuk

$$u = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2}$$

Az ütközés utáni sebesség az eredeti sebességeknek a tömegekkel képezett súlyozott középértéke.

A mozgásimpulzus fogalmának jól használhatóságát igen szép és instruktív kísérletekkel szemlélteti Pohl [6]. Így pl. fenti képletünk alkalmazásával megméri a pisztolygolyó torkolati sebességét.

Az ütközésnek nagy tudománytörténeti jelentősége is van, mert annak idején indítást adott a mechanikai elvek felállításához és példát is szolgáltatott mindjárt azok alkalmazására. Maga Galilei is sokat foglalkozott az ütközéssel anélkül, hogy a problémát (éppen az alapelvek, sőt egyes alapfogalmak tisztázatlansága folytán) megoldotta volna. Kudrjavcev fizikátörténeti könyvében olvassuk: „Őt elsősorban az ütközés erejének mértéke érdekli, az, hogyan lehet kísérletileg megmérni ezt az erőt. Ezért a következő kísérletet végezte el. Egy mozdulatlan központi tengely körül forgó tartófán kiegyensúlyozott két terhet, amelyek közül az egyik két, egymás alá bizonyos távolságban felfüggesztett vödörből állt. A felső vödör alján nyitható és zárható nyílás volt. Ebben a vödörbe vizet öntött. Az egész rendszert ellensúllyal egyensúlyozta ki. Minthogy az ütköző test mozog, ezért, Galilei szerint, annál nagyobb nyomatókkal kell rendelkeznie, mennél nagyobb a test súlya és sebessége. Ezért aztán azt várta, hogy a felső vödör alján levő retesz felnyitásával az egyensúlyi helyzetet megbontja, az ellensúly felemelkedik, a túlsúly pedig, amelyet hozzá kell adni az ellensúly súlyához, lesz a víz-sugár ütközésének mértéke. Kiderült azonban, hogy a kezdeti pillanatban megbomlott ugyan



az egyensúly, csak hogy az ellenkező oldal felé (az ellensúly lesüllyedt), majd, midőn a vízszögár elérte az alsó vödört, az egyensúly ismét helyreállott. Galileinek ez a kísérlete gyönyörűen illusztrálja a mozgásmennyiség megmaradásának törvényét, de nem adott feleletet az ütközés mértékének problémájára" [5].

Vizsgáljuk meg a kísérletnél fellépő erőviszonyokat. Legyen a két vödör közti esési magasság  $H$ , az esési idő  $T$ , a  $H$  magasságú vízszögár tömege  $m$ . Jelölje  $P$  a két vödör és a *nyugalomban levő* víz együttes súlyát. Amíg a vízszögár eléri az alsó vödört, a mérlegre

$$P_1 = P - mg$$

erő hat. Ezért süllyed le az ellensúly a „kezdeti pillanatban”. Képzeliük, hogy a csapot újból elzárjuk abban a pillanatban, amikor az első vízecspep eléri az alsó vödört. Az ütközési sebesség

$$v = g \cdot T$$

és a mozgási impulzus az ütközéskor

$$I = mv$$

Ezt az impulzust adja át az ütköző vízszögár az alsó vödörnek. Az átadás ideje ugyancsak  $T$ , hiszen az utolsó vízecspepnek is ennyi esési időre van szüksége. Ez idő alatt a mozgásimpulzus  $mv$ -ről zérusra csökken, ami (6) szerint  $mv/T$  erőhatást jelent. Így az ütközésnél a mérlegre nehezedő erő

$$P_2 = P + mv/T$$

Az elszakadás és ütközés alatti súlyerőváltozás így

$$\Delta P = mv/T - mg$$

ez pedig  $v = gT$  miatt zérus. Ezért állt helyre az egyensúly, amikor a vízszögár elérte az alsó vödört. Ez az egyensúly tartósan megmarad, amíg a csap nyitva van és ömlik a víz; egyidejűleg történik az elszakadás és ütközés. A kísérlet végén, amikor már az utolsó cspep is kiesett a felső vödörből,  $P_2 > P$  miatt a vízes vödöröket tartó mérlegkarnak kellett lesüllyednie. *Erre azonban — úgy látszik — már nem terjedt ki Galilei figyelme.*

Megemlíti még, hogy gondolatmenetünk szigorúan véve csak közelítően igaz, amennyire a levegő ellenállásától eltekinthetünk. A valóságban a leeső vízecspep nem csak az ütközésnél, hanem kis mértékben esés közben is fékeződik és így a mozgásimpulzus egy része a levegő közvetítésével a környezetnek adódik át. Ez a veszteség azonban rendkívül csekély.

### Tömeg és sebesség

Az eddigiekben tárgyalt jelenségek közös vonása, hogy bennük a tömeg állandó. Ebben a befejező §-ban két olyan esetben alkalmazzuk az impulzustételt, amelyeknél a tömeg is változik. A rakétamozgásnál szándékosan előidézett tömeg-

változással létesítünk sebességet, másrészt az igen nagy sebességek megnövelik a mozgó anyagi pont tömegét.

Első kérdésünk a következő [8]: Erőmentes térben, egyenes vonalú pályán mozog egy rakéta; folyamatosan anyagot lő ki magából hátrafelé, a kilőtt anyag sebessége a rakétához képest állandó, értéke  $v$ . Számítsuk ki, hányadrésze fogy el a rakéta tömegének addig, míg eléri egy bizonyos  $u$  sebességet!

Legyen a rakéta sebessége a megfigyelőhöz képest  $u$ , a kilőtt anyag sebessége pedig  $w$ . Nyilván

$$w = v - u \quad (20)$$

A rakéta tömege  $dt$  idő alatt  $dm$  mennyiséggel csökken, az impulzusváltozás a rakétánál  $d(mu)$ , a kilőtt anyagnál pedig  $dm \cdot w$ . Mivel külső erők nem hatnak, az eredő mozgásimpulzusváltozás zérus:

$$d(mu) + dm \cdot w = 0$$

Ebből a differenciálás elvégzése és (20) felhasználásával tett átrendezés után a

$$dm/m = -du/v$$

differenciálegyenletre jutunk, aminek megoldása

$$m = m_0 \cdot \exp.(-u/v)$$

A kért  $u$  sebesség elérésekor a tömeg az eredetinek  $e^{u/v}$ -ed része és csak az eredeti tömegtől, valamint az  $u$  és  $v$  sebességektől függ, de nem függ pl. attól, hogy a rakéta vezetője akár egyszerűen, akár részletekben lövi ki az erre a célra rendelkezésére álló tömegeket, a végsebessége ugyanakkora lesz. Meg van a lehetősége annak, hogy a Föld vonzásából kiszabadító kritikus sebességet olyan gyorsulással ériük el, amit az élő szervezetek kibírnak. Tudomány és technika mai fejlettsége mellett az űrhajó kérdése közeli megvalósítás előtt álló konkrét feladat.

Második kérdésünk, hogy a mozgó anyagi pont tömege mennyiben függ a pont sebességétől.

Az *Einstein*-féle relativitáselméletnek egyik — általánosan ismert — eredménye, hogy minden  $dm$  tömegváltozásnak  $dE = c^2 \cdot dm$  energiaváltozás felel meg, ahol  $c = 3 \cdot 10^8$  méter/sec, a fény terjedési sebessége. Az anyagi pont tömege legyen zérus sebességnél  $m_0$ , ezt nevezzük nyugalmi tömegnek,  $v$  sebességnél pedig legyen a tömeg  $m$ , így  $dm = m - m_0$ .

Ezt a  $v$  sebességet valamilyen  $P$  erő hatására nyerte a pont  $dx$  úton. Az impulzustétel eredeti (1) megfogalmazása szerint

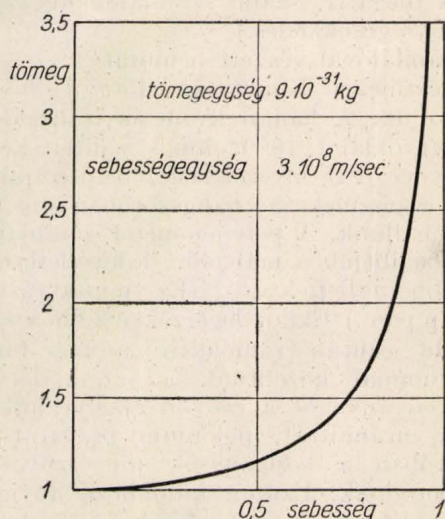
$$P = \frac{d(mv)}{dt}$$

A keletkezett energianövekedés ennek az erőnek a munkája (energiatétel):

$$\frac{d(mv)}{dt} \cdot dx = c^2 \cdot dm$$



Ez az összefüggés  $dx/dt = v$  helyettesítéssel és  $m$ -el szorzással



7. ábra. Az elektron relativisztikus tömegváltozása

$$mv \cdot d(mv) = c^2 \cdot m \cdot dm$$

és tovább

$$d[(mv)^2] = c^2 \cdot d(m^2)$$

alakba írható. Ezt a kifejezést integráljuk 0-tól  $mv$ -ig, ill.  $m_0$ -tól  $m$ -ig.

$$m^2 v^2 = c^2 \cdot (m^2 - m_0^2)$$

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}$$

A relativitáselméletnek egy másik, ugyancsak ismeretes eredményét kaptuk meg, ami megadja, hogyan függ a tömeg a sebességtől. Ezt a függést, amit kísérleti eredmények igazolnak, tünteti fel 7. ábránk. Mint látható, a tömeg megváltozása a közönséges sebességeknél ki nem mutathatóan kicsi, úgyhogy a klasszikus fizikának a tömeg állandóságát kimondó alapfeltevését — szélsőséges esetektől eltekintve — nem érinti.

Bukovszky Ferenc

Közlekedési Műszaki Egyetem,  
Szolnok

## IRODALOM

1. A. Sommerfeld, Mechanik, 5. Aufl., Akad. Verlag, Leipzig, 1955.
2. Grimschl, Lehrbuch d. Physik I., 15. Aufl., Teubner, Leipzig, 1954.
3. H. Greinacher, Ausgew. Aufgaben u. Probleme aus der Experimentalphysik, Springer, Wien, 1953.
4. M. Planck, Einf. in die allg. Mechanik, 4. Aufl. Hirzel, Leipzig, 1928.
5. P. Sz. Kudrjacev, A fizika története, Akad. Kiadó, Bp., 1951.
6. R. W. Pohl, Einf. in die Physik I., 13. Aufl., Springer, Berlin, 1955.
7. H. Lindner, Lehrb. d. Phys. I., Fachbuchverlag, Leipzig, 1954.
8. Békéssy—Freud—Marx—Nagy, Elméleti fizikai feladatok, Tankönyvkiadó, Bp., 1951.

## A FIZIKA TANÍTÁSA

### Geiger-Müller számláló az atomfizika tanításához

Igen kevés azoknak a középiskoláknak a száma, ahol az atomfizika tanítása közben sokszor emlegetett Geiger—Müller számláló működését szemléltetni tudnák. A tankönyvekből kitűnik, hogy a Geiger—Müller számláló egy igen egyszerű eszköz, melynek szerepe a rádióaktivitás vizsgálatánál, a kémiai-analitikai mérleggel hasonlítható össze. Működését azonban megmutatni megfelelő felszerelés hiányában nem lehet. A szakirodalomban leírt számlálók elkészítése az egyes alkatrészek (számlálócső, Zamboni-féle oszlop, nagyfeszültségű stabilizált áramforrás) beszerzési nehézsége miatt középiskolákban nem valósítható meg.

Szemléltetéshez igen jól és hatásosan felhasználható az alábbi ismertetés alapján elkészíthető, házi összeállítású Geiger—Müller számláló. Ha a proporcionális és az ún. kiváltó számlálókra érvényes korrekcióelmélet alapján meghatározzuk a számláló regisztrálási hatásfokát és null-effektusát, kvantitatív mérés is végrehajtható

vele, bár a készülék csak kvalitatív méréshez készült. A számítások elvégzésének elméletével és gyakorlatával részletesen foglalkozik a Magyar Állami Földtani Intézet 1948-as évi jelentésének különlenyomatában megjelent cikk, továbbá Vekszler—Grosev—Iszajev: »Sugárzások vizsgálata ionizációs módszerekkel« c. könyv, azonkívül a nemrég megjelent: Faragó Péter—Pócza Jenő: »Elektronfizika« c. könyv.

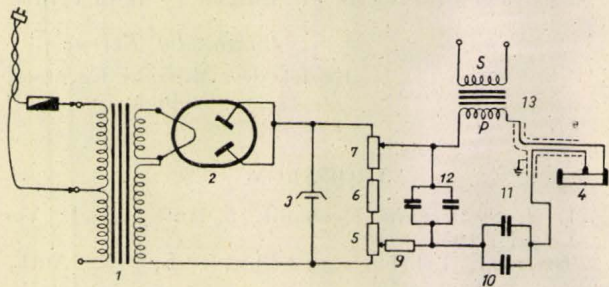
Tekintve a célt, a felépítésnél arra törekedtem, hogy az egész készüléket a legegyszerűbb felépítés, elkészíthetőség, alkatrészeinek beszerezhetősége jellemezze, azonkívül nagyszámú hallgatóság számára meggyőző kísérlet bemutatására legyen alkalmas. A felépítésnél a lehető legjobban alkalmazkodtam a különböző tankönyvekben leírt felépítéshez, viszont vigyáztam arra, hogy ez ne az elérhető legnagyobb érzékenység rovására történjék. Didaktikai szempontból mondtam le az eredetileg tervezett impulzuserősítőről és a



számlálóműről. A készülék 110 és 220 V-s hálózathoz csatlakoztatható. Az egyes impulzusok rádióval felerősítve tehetők jól hallhatóvá.

### Felépítés:

A hálózati transzformátor (1) segítségével 4 V 1 A és 250 V 100 mA váltófeszültséget állítunk elő. Ezt AZ 21 csővel (2) egyenirányítjuk. Az egyenáramot 4 MF 450~V üzemfeszültségű fémházas, nedves elektrolitkondenzátorral (3) szűrjük. (Nagyobb kapacitású elkő sem adott jobb működést.) Az egyenfeszültséget  $0,5 \text{ MO} \pm 10\%$  szénpotenció-



méterből (7), 2 MO 1 W szilibtől (6) és 1 MO  $\pm 10\%$  szénpotencióméterből (5) álló feszültségosztóra vezetjük. Az 1 MO-s pot.-méter mozgó része 0,1 MO 0,5 W-s sziliten (9) keresztül kapcsolódik a tömbkondenzátorokhoz. A levett feszültséggel párhuzamosan 0,1 MF-ből és 50 Kpf-ből álló párhuzamosan kapcsolt kapacitást (12) kötünk. (A szükséges kapacitás kritikus, kikísérletezésre szorul.) A 0,5 MO pot.-méter mozgó részéhez kapcsolódik az 1:4 áttételű hangfrekvenciás transzformátor (8) primér tekercsének egyik vége is. A másik vég árnyékolt vezetéken keresztül csatlakozik a »számlálócső« (4) egyik végéhez. (A búrán belül henger.) A hengerek belsejében végighúzódo lemezke kivezetése közepén található meg. Ez a számlálócső másik elektródja. A hozzáforrasztott vezeték ugyancsak az árnyékolt vezeték másik ereként jut vissza az alváz alá, ahol 1,5 MF eredő kapacitású párhuzamosan kapcsolt kondenzátorokon (10—11) keresztül kapcsolódik a 0,1 MO szilithoz. A hangfrekvenciás transzformátor szekunder oldala banánhüvelyekhez vezet (13). A hangfrekvenciás transzformátor légrését a mintakészüléken 0,2 mm-re kellett beállítani. (légrés nélkül az érzékenység csökkent.) Ugyancsak ez volt az eredmény nagyobb légrés mellett. »Számlálócső«-ül régebbi kiadású Vatea antennabiztosítót használtam fel. Használhatóságát próbával kell eldönteni. Egyes darabok megkeményedés miatt érzéketlenek voltak. Hasonló eredménnyel végződtek a különböző ködfénylámpákkal és neonindikátorokkal végzett kísérletek. A megvizsgált 9 ködfénylámpa és 7 neonindikátor közül egy sem volt használható.

A rajz szerinti kapcsolásban + szálú »számlálócső« van, mely sok jótulajdonsággal rendelkezik a negatív szálú számlálókkal szemben. (Érzékenységsökkenés.)

A számlálóval végzett bemutatás:

A készüléket bemutatás előtt 5—6 perccel bekapcsoljuk. A hangfrekvenciás transzformátor szekunder oldalát 1000 ohmos sziliten keresztül a rádióvevő PU kivezetéséhez kapcsoljuk. Felerősítve a készüléket, a hangszóróban erős koppanásokat hallunk. A potencióméter gombjai segítségével beállítjuk a már előre kikísérletezett legkedvezőbb nulleffektust. (Ez mintakészüléknél 5—7 imp/perc.) Ekkor legérzékenyebb a számlálónk. Ha ezután rádióaktív anyag tartalmú preparátummal közelítünk a »számlálócsőhöz«, vagy ilyen anyagot a csővön elhelyezünk (gázharisnya, uránnitrát, polónium preparátum), a hangszóróban a koppanások jól észrevehetően megszaporodnak. Ezután különböző anyagokkal összehasonlító mérést is végezhetünk. Az egyes mérések között, a nulleffektust újból megállapítjuk, nehogy a készülék véletlenségből való elállítása a mérést megahamisítsa.

Az alább közölt kis statisztika rávilágít a házi készítésű számláló használhatóságára.

Impulzusok (koppanások) száma 1 perc alatt:

Uránnitrát nélkül	Uránnitráttal	Megjegyzés
5	101	Uránnitrát csőre helyezve
6	104	
5	102	
5	36	Uránnitrát 10 cm távolságra a csőtől

10 impulzus jelzéshez szükséges idő másodpercben:

Gázharisnya nélkül	Gázharisnyával	Megjegyzés
21 sec	12 sec	
75	4,5	Eltérést az álszámlálások okozták
75	19,5	
75	12,02	
90	6,03	
90	6,02	
90	9,06	
84	6,04	
84	6,03	
84	6,05	
84	69,07	Ellenpróba kötött gyermekkesztyűvel

Cseresnyés József  
Pécs



## BESZÁMOLÓ AZ AKUSZTIKAI ÉS ULTRAHANG KOLLOKVIUMRÓL

Társulatunk 1955. nov. 21–23. között akusztikai és ultrahang kollokviumot rendezett. A kollokvium három napja alatt az egri vándorgyűlésről elmaradt előadásokon kívül számos további jelentkező és meghívott előadó számolt be tapasztalatairól és eredményeiről. A 7 összefoglaló jellegű és a 20 önálló kutatási eredményről szóló beszámoló jóformán az egész hazai kutatási programot felölelte és mint ilyen, első szervezett összejövetele volt az akusztika és ultrahang területén dolgozó kutatóknak és szakembereknek.

A kollokvium *Barta István* megnyitó szavaival kezdődött. Hangsúlyozta a kollokvium jelentőségét és az akusztikai kutatások gazdasági fontosságát. A heterogén programot az első összevont próbálkozásnak tulajdonította, amelyet később remélhetőleg szakosított, kisebb átfogású konferenciák fognak követni. Szerinte nagyon helyes, hogy a Fizikai Társulat fogta össze ezt a sokirányú programot, mert alapjaiban fizikai kérdésekről van szó, ha nincs is benne maghasadás.

Az első előadás *Tarnóczy Tamás* összefoglalása volt a beszédhang kutatás újabb nemzetközi eredményeiről. Vázolta a hangszalagok rezgési alakjára és a nyitódási hánnyados meghatározására vonatkozó kutatási eredményeket. Ezután a rezgési mechanizmus Husson-féle elméletét és a rávonatkozó kísérleteket ismertette. A beszédhangok szinképvizsgálatának új módszerei, a „visible speech” eljárások rövid áttekintése és kritikája után a beszédhang kutatás terén elért új eredményekre tért rá (kiejtési szórás, egyéni jellegzetességek, másodlagos formánnyeljel stb.). A zárhangok ( $p$ ,  $t$ ,  $k$ ) tranzienst jellegének kimutatására vonatkozó eredmények említésével fejeződött be az előadás. Hozzászólók *Magyari Endre*, *Miskolczy-Fodor Ferenc* és *Hegedűs Lajos* voltak.

*Miskolczy-Fodor Ferenc* a hangosság pszichofizikai vonatkozásairól beszélt. A son-skála alapfeltételezésével (hangosságfelezés vagy kettőzés) végzett kísérletek nagy eltérései a son fogalom erős kritikáját váltották ki. Az előadó véleménye szerint a hangosságskálák nem tekinthetők a fizikai hangjelenség megfelelő értékeihez végrelegesen leköthető rendszernek és a son-skála további korrekciója nagyon valószínű. Saját vizsgálatai szerint a hallószerv beállítási idejénél rövidebb hangimpulzusok időtartama és az érzet hangossága között közvetlen kvantitatív összefüggés van. Ez megfelelő pszichotechnika alkalmazása mellett és megadott érvényességi határok között lehetővé teszi az érzet hangosságának impulzus-idővel történő meghatározását. *Sebők Lajos* és *Tarnóczy Tamás* szólt hozzá.

A délelőtti harmadik előadása is összefoglaló jellegű volt. *Magyari Endre* a zörejek osztályozásának akusztikai szempontjairól beszélt. A zörejek felismerhetőségét fokozza, hogy szinképük mellett erősségükhöz is szokva vagyunk és ez utóbbi zörejtípusonként elég szűk dinamika-sávba van szorítva. Az előadás után vita alakult ki az öngerjesztett rezgések meghatározásáról, amivel kapcsolatban *Magyari Endre* már az első előadáshoz is hozzászólott. A vita további résztvevői *Tarnóczy Tamás* és *Bálint Árpád* voltak.

A délután *Brebovszky Judit* mikrofon-grafit vizsgálatokról szóló beszámolójával kezdődött. A vizsgálatoknak a magyar telefon fejlesztésével kapcsolatban van jelentősége. A nagy érdeklődést, amivel az előadást kísérték, mutatja a számos tárgyszerű hozzászólás. *Nagy Dezső*, *Tarnóczy Tamás*, *Fehér Endre*, *Szilárd János*, *Münnich Antal* és *Barát Zoltán* szólt hozzá.

A bécsi tanulmányúton volt *Valkó Iván Péter* előadását egy újfajta csőmikrofónia vizsgálati eljárásról, távollétében felolvasták. A vizsgálat szürke-zaj jellegű rázásal történik, a mikrofónia mértéke pedig a kapott csőzaj szinképi amplitúdójának négyzetintegrálja.

*Barát Zoltán* a közvetlen-sugárzó dinamikus hangszóró hatásfokát taglalta. Adott csévéhez optimális membránt választva az összlengőtömeg a csévetömeg háromszorosa. Gondolatkísérlettel elképzelhető egy olyan mechanikus transzformáció, amely bármilyen csévé méret mellett lehetővé teszi ezen optimális hatásfok elérését. Az előadáshoz *Husztly Dénes* és *Deák Pál* szólt hozzá.

A következő előadásban *Husztly Dénes* a végtelen falban egyoldalra sugárzó gyűrű közelítő elméletét vázolta a távotérben. Az előadás anyaga később közlésre fog kerülni. *Barát Zoltán* szólt hozzá.

22-én *Magyari Endre* tartotta az első előadást a rezonátorok, különösen a Helmholtz-rezonátorok teremtakusztikai alkalmazásáról. Sok gyakorlatilag hasznosítható számítási eljárást és saját tapasztalataiból származó közelítő képletet közölt. Majd az első hazai, rezonátorokkal szabályozható akusztikájú termet ismertette. *Nagy Dezső*, *Lohr Ferenc*, *Tarnóczy Tamás* és *Kádár Miklós* voltak a hozzászólók.

*Sebők Lajos* rövid referátumához, amely a zajszint méréséről szólt, sok hozzászólás hangzott el, amelyek során a zajvédelem gazdasági, munkaügyi és egészségvédelmi fontossága domborodott ki. Hozzászólók *Magyari Endre*, *Nagy Dezső*, *Miskolczy-Fodor Ferenc*, *Husztly Dénes*, *Bálint Árpád*, *Dölle László* és *Kádár Miklós* voltak. A kollokvium résztvevői egyhangúlag javasolták, hogy a Fizikai Társulat vagy a Tudományos Akadémia a következő évben rendezzen a zajkérdéssel foglalkozó konferenciát.

*Lukács Pálné* a teremmodoszeres abszorpciómérések során alkalmazott pontosságfokozó javításokról számolt be. Az előadás anyaga közlésre fog kerülni. A hozzászólásokból kidomborodott, hogy az abszorpcióméréseknek az akusztikai tervezés és kivitelezés szempontjából jelenleg igen nagy jelentőségük van. Hozzászólók: *Sebők Lajos*, *Tarnóczy Tamás* (kétszer) és *Dölle László*.

*Zádanszky Kálmán* és *Fónay Iván* az első hazai dallamíró és a vele végzett első beszédvizsgálatok eredményét ismertette. *Kádár Miklós*, *Hegedűs Lajos*, *Miskolczy-Fodor Ferenc*, *Tarnóczy Tamás* és *Magyari Endre* szólt hozzá.

Az utolsó akusztikai tárgyú előadás *Kemenes Frigyes* beszámolója volt filmszínházban végzett érthetőségvizsgálatokról. Az előadás a Kép- és Hangtechnikában jelenik meg. Ugyanazon szöveggel végzett vizsgálat a filmgyári vetítőben 95%-os, egy nagyobb fővárosi moziban 84%-os, egy utánjátszó kis moziban pedig 75%-os érthetőséget eredményezett. A kollokvium érdeklődése a vizsgálatok és az eredmények iránt igen élénk volt és javasolták a munka továbbfolytatását, amelyhez hasznos tanácsokat is adtak. A kollektív munka szép példáját nyújtotta a nagyszámú hozzászóló: *Sebők Lajos*, *Tarnóczy Tamás* (kétszer), *Lohr Ferenc*, *Husztly Dénes*, *Hegedűs Lajos*, *Miskolczy-Fodor Ferenc* (kétszer), *Münnich Antal*, *Bálint Árpád* és *Kádár Miklós*.

Délután megkezdődtek az ultrahang tárgyú előadások. *Keller György* az öntöttvas rezgéscsillapítására vonatkozó ultrahangos vizsgálatairól számolt be, amelyet számos mikroszkópos felvétellel támasztott alá.

*Egri Imre* ugyancsak anyagvizsgálati témáról beszélt. Azokat a kísérleteit ismertette, amelyeket acéllemezek ultrahangos átvilágításával kapcsolatban végzett. Főként az általa alkalmazott impulzus-modulációs módszer használhatóságát és a kimutatható hibaméret határértékeit taglalta. *Keller György* hosszabb hozzászólásában a kimutatható hibaméretre vonatkozó külföldi adatokat és saját nézetét ismertette. Szerinte az alsó határ harmadrésze az előadó által említett értéknek (a vevőfelület 12,5%-a 1 MHz frekvencián). Ezzel a kérdéssel kapcsolatban az előadó és a hozzászóló között erős vita alakult ki.



Illényi Árpád Tarnóczy Tamással közösen végzett méréseit ismertette, amelyek petróleum és lenolaj keverékében a hangterjedési körülmények vizsgálatára vonatkoztak. A terjedési sebesség a keverékarány függvényében nem lineárisan változik, amit a szerzők asszociációs jelenséggel magyaráztak. Az előadás dolgozat alakjában is megjelenik. Greguss Pál és Hajdu Sándor szolt hozzá.

Szilárd János ultrahangok betonoszlopokban tapasztalt terjedési viszonyairól számolt be. Csak 1–3 m között tudott méréseket végezni, a különböző körülményektől függően elég nagy szórással. A hozzászólók Kochis Béla, Kozmári Dénes (kétszer), Tarnóczy Tamás, Münnich Antal és Magyar Endre, szintén főként az ilyen mérések nehézségeire mutattak rá, valamint műszertechnikai kérdéseket vetettek fel.

Hajdu Sándor hasonló témával kapcsolatban főként a vizsgálatok elvi nehézségeit hangsúlyozta. Ezek nemcsak mérés technikai oldalról merülnek fel, hanem azért is, mert heterodiszperz rendszerekben a hangszóródás elmélete még nincs teljesen kidolgozva. Kochis Béla hozzászólásában hasonló vizsgálatai során tapasztalt nehézségekről számolt be és saját kísérleti berendezését ismertette. Kiderült, hogy két intézmény (a KPM Ultrahang Laboratórium és az Építéstudományi Intézet) egymástól teljesen függetlenül azonos kutatási feladattal foglalkozik és fáradtságos munka után hasonló nehézségekre bukkant. A kollokviumi vita tehát megteremtette a lehetőséget a kooperatív munkára, amellyel nyilván megtakarítás érhető el. A hozzászólók egyébként Kochis Béla (kétszer), Magyar Endre (kétszer), Greguss Pál (kétszer) és Tarnóczy Tamás voltak.

Az utolsó nap első összefoglaló előadását Réti Pál tartotta az ultrahangos anyagvizsgálat lehetőségeiről és kilátásairól. Általános megállapítás szerint az ultrahangos vizsgálati módszerek egyenrangúak a Röntgen-, mágneses- és izotópos roncsolásmentes anyagvizsgálati eljárásokkal. Mindegyiknek megvan a saját alkalmazási területe. Hazai vonatkozásban a kevés készülék, a betanított kezelőszemélyzet teljes hiánya és az eljárás viszonylagos újdonsága jelentenek problémát. Az előadással kapcsolatos hozzászólások egy része az ultrahang kutatás szervezetlen voltát hibáztatta lemaradásunkért. A kezdeti szép indulás után a témakör a teljes szétszórtság állapotába jutott és a környező államok sorra hagynak el bennünket. Lengyelországban pl. 100 üzemben van bevezetve az ultrahangos anyagvizsgálat. A szervezethez kapcsolatosan felvetődött a régóta vajdó rezgés kutató intézet kérdése is. Ebben az irányban Egri Imre, Greguss Pál (kétszer) és Magyar Endre szolt fel. Szakmai vonalon Szilárd János, Keller György (kétszer), Egri Imre (kétszer), Tarnóczy Tamás és Magyar Endre voltak a hozzászólók.

Ezután Greguss Pál foglalta össze az ultrahang és szuperhangok kémiai alkalmazásának ipari jelentőségét. A nagy területről néhány jellemző példát ragadott ki (molekuláris hangterjedési sebesség fizikai és kémiai hangjellegzőbe, aeroszolok állapotváltozása stb.) és ezeken keresztül mutatta be az új technológia lehetőségeit. Mindenütt hangsúlyozta a gazdaságosság kérdését. Megemlítette pl., hogy Lengyelországban éppen a magyar kutatási eredmények alapján vezették be az akusztikus gáztisztítást, itthon azonban még mindig kételkednek az eljárás gazdaságosságában. A hozzászólások során ismét előtérbe került a fizika és technika e fontos összekapcsoló területének ipari jelentősége és a kutatás megszervezésének kérdése. Ilyen értelemben szolt hozzá a könnyűipar részéről Wachter János, továbbá Magyar Endre és Goll György. Szakmai szempontból Szabolcs Gábor, Münnich Antal, Magyar Endre (kétszer), Fehér Endre és Tarnóczy Tamás szolt hozzá.

Kamocsay Dezső az ultrahangok orvosi alkalmazásának fizikai problémáiról szolt. A dózisméréssel kapcsolatban, amely minden fizioterápiás eljárásnak kulcsfontos kérdése, élénk vita fejlődött ki. Ennek során több olyan új gondolat merült fel, amit az orvosi gyakorlatban hasznosítani lehet. A hozzászólók Fehér Endre (kétszer), Magyar Endre (kétszer), Tarnóczy

Tamás (kétszer), Hajdu Sándor és Bálint Árpád voltak. Az előadó válaszában kitért az ultrahangos gyógyítás legvalószínűbb hatásmechanizmusára és a rákkutatás terén elért eredményekre is.

Délután Tarnóczy Tamás volt az első előadó. Egy újfajta ultrahangteret (ultrahang keresztteret) ismertett, az erre vonatkozó elméleti megfontolásokat és az első kísérleteket vázolta. Ez az előadás dolgozat alakjában is meg fog jelenni. Greguss Pál (kétszer), Tarján Imre és Szilárd János szolt hozzá.

Greguss Pál bitumen-víz emulziós kísérleteinek eredményeit ismertette. Az emulziót nem a Pohlman-típusú folyadéksípallal, hanem saját tervezésű új mechanikus ultrahangkeltővel készítette. Az emulzió stabilizálására vonatkozó adatait elektromikroszkópos felvételekkel és hosszú ideje állott emulzió bemutatásával támasztotta alá. Hozzászolt Tamás Gyula, Tarnóczy Tamás (kétszer), Szilárd János, Münnich Antal és Domán Péter. A vita főként arról folyt, hogy a Pohlman-síp miért nem volt alkalmas az emulzió előállítására.

Gróh Gyuláné Rusznák Istvánnal és Tarnóczy Tamással közösen végzett vizsgálatairól számolt be. Színezékek diszperzitásfoka ultrahang hatására megváltozik, aminek szállfestés szempontjából nagy jelentősége van. A szerzők számos ultrahang kísérletet végeztek, amelyek során a színezékek látható abszorpció színeképeknek viselkedését tanulmányozták. A jelenségek magyarázatára az aggregátumok nagysági átalakulását tartják valószínűnek. Az előadáshoz Greguss Pál szolt hozzá részletesebben.

Tamás Gyula volt a következő előadó, aki Tarnóczy Tamással közösen végzett diffúziós vizsgálatait ismertette. Hátrákön keresztül ultrahang hatására a diffúzió meggyorsul. A szerzők igyekeztek az ultrahang hatásának komponenseit szétválasztani. Az előadás dolgozat alakjában a Magyar Fizikai Folyóirat 1955. évi 5. számában jelent meg. Greguss Pál a kavitáció szerepét vitatta a jelenség magyarázatában, a vita során azonban az alakult ki, hogy a szerzők helyesen értelmezték a kavitáció szerepét. A többi hozzászóló Tarján Imre, Nagy Dezső, Bálint Árpád és Szilárd János (kétszer) volt.

Gólián Béláné Tamás Gyulával közösen végzett belladonna kivonási kísérleteiről tartott beszámolót. Mint minden hasonló esetben, ezúttal is derült ki, hogy az ultrahangos kivonásokkal rövidebb idő alatt és a hatóanyag károsítása nélkül végezhető el. Tarnóczy Tamás és Greguss Pál szolt hozzá.

Az utolsó előadás Domán Péteré volt, aki az ultrahang redox-potenciált megváltoztató hatásáról számolt be. A vizsgálat, amely még kezdeti stádiumban van, azért érdekes, mert az ultrahang hatásmechanizmusának atomfizikai kapcsolataira mutat. Greguss Pál (kétszer), Szilárd János és Tarnóczy Tamás hozzászólásával értek véget a kollokvium előadásai.

Tarján Imre zárószavaiban összefoglalta a kollokvium eredményeit. Véleménye szerint az akusztikai és ultrahang kutatás terén széleskörű munka folyik lelkes gárdával. Az előadások szintje és a kialakult értékes viták azt mutatták, hogy ez a munka eredményes is. De mégsem olyan eredményes, mintha a kutatás összefogva és szervezeten folyana. Az összefogásra első lépésként azt ajánlotta, hogy alakuljon meg egy olyan együttes, amely nemcsak regisztrálja, hanem áttekinti és tanácsaival irányítja is a munkát. Egyébként mind a kollokvium résztvevőinek (átlag 33 fő), mind a miniszteriumok jelenvolt képviselőinek egyöntetű véleménye szerint a kollokvium igen eredményes volt és egy összefogottabb munkának vetette meg az alapját.

T. T.

## SPEKTROSKÓPIAI ANKÉT SZEGEDEN

A Magyar Tudományos Akadémia III. osztályának Spektroszkópiái Szakbizottsága 1956. jan. 25-én spektroszkópiái ankétet rendezett Szegeden a Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetében. A szín-



vonala, értékes előadásokat a Kísérleti Fizikai és a Fizikai Kémiai Intézetek munkatársai tartották:

1. *Megjegyzések oldatok fényabszorpciójának elméletéhez.* (Ketskeméty István.)

Egyszerű megfontolásokkal kimutatható, hogy az oldott anyag molekulái atommagrendszeréhez a gerjesztett elektronállapotban más normálkoordináták tartoznak, mint az alapállapotban. Kiterjedt  $\pi$  elektronrendszerrel rendelkező szerves molekuláknál azonban – mint az a kvantummechanikai variációs elv alkalmazásával kimutatható – az alapállapotban értelmezett normálkoordinátákat a gerjesztett elektronállapotnál is jó közelítésben lehet alkalmazni. Ennek alapján következtetések vonhatók le az ekvidisztans vibrációs maximumokkal rendelkező abszorpciós színeképek intenzitási viszonyaira vonatkozóan.

2. *A reabszorpció befolyása oldatok fluoreszcenciaspektrumára.* (Dombi József – Horvai Rezső.)

Míg az abszorpciós spektrumok általában a mérési módtól függetlenül az anyagra jellemző függvények, a közvetlenül mért fluoreszcenciaspektrumok alakját a gerjesztés módja, az oldat rétegvastagsága és koncentrációja a fluoreszcenciafény abszorpciója (reabszorpció) miatt erősen befolyásolja. Fluoreszcein különböző koncentrációjú és rétegvastagságú oldatainak kétféle gerjesztési mód mellett felvett fluoreszcenciaspektrumok korrigálása után a szerzők azt találták, hogy bizonyos koncentráció és rétegvastagság alatt a korrigált spektrumok egymással jól megegyeznek, tehát mint „valódi” spektrumok tekinthetők. Nagyobb koncentrációknál és rétegvastagságoknál eltérések mutatkoznak, amelyeknek értelmezése valószínűleg csak a szekundér lumineszcencia figyelembevételével lehetséges.

3. *Vizsgálatok a fotoelektronszokszorozós abszorpciómérés pontosságára vonatkozólag.* (Dombi József – Horvai Rezső – Sárkány Béla.)

Szerzők monokromátor és fotoelektron sokszorozó felhasználásával összeállított spektrofotométer megbízhatóságát és pontosságát vizsgálták. Meghatározták az oldat okozta fénygyengítés optimális arányát, ill. azt a gyengítési intervallumot, amelyen belül az extinkciós koefficiens értéke előre megadott hibahatár alatt marad. A nagyszámú mérési adat szerint a különböző feltételek mellett mért megfelelő extinkciós koefficiensek minden esetben egymással a megadott hibahatáron belül egyeztek és az irodalmi adatokkal való megegyezés is kielégítő volt.

4. *Néhány heterociklusos bázis fényelnyelés-mechanismusról.* (Szepesy Gábor.)

Szerző az orientált fényelnyelés elméletének segítségével megállapította a gerjesztési irányokat és értelmezte az elnyelési spektrumok sávjait. Az oldat elnyelési görbéje alapján vizsgálta a heteroatomnak a fényelnyelésre gyakorolt hatását.

5. *Ni(II)-komplexek fényelnyeléséhez.* (Császár József betegsége miatt az előadást Kiss Árpád tartotta.)

A Ni(II)-ion négyes és hatos koordinációs számmal felépülő komplexei elnyelési színekében fontos szerepet játszanak a termfelhasadási b-sávok. A Hartmann – Fischer – Wasels-féle számítás fontos eredménye, hogy kimutatta a sávok helyzetének nagymértékű változását a kötéstípustól és a kötéstávolságtól függően. Ezen eredmények a Ni(II)-komplexek színekével kapcsolatban bizonyos támpontot nyújtanak, de a változás okát még nem sikerült megtalálni. Kelát-komplexek fényelnyelése a tervfelhasadási elmélet alapján, annak minden módosítása nélkül nem alkalmazható.

6. *A stilben sávjai helyének kiszámítása kvantummechanikai alapon.* (Bán Miklós.)

Az elektrongáz-modell elnevezésen ismert kvantummechanikai módszer segítségével kiszámította szerző a

stilben ultraibolya színektartományában levő elnyelési sávjainak helyét. A számolás alapfeltevése az etilén-kötés helyén egy vagy két ún. potenciálalapszó (potenciál-fal) felvétele. Ez a potenciálalakulás az egységes,  $\pi$ -elektronrendszer kialakulását akadályozza, így a számolásnál mint zavaró tényező lép fel. Szerző a módszer alapján a kísérlettel jól megegyező eredményeket kapott.

7. *A chrysen fényelnyeléséről.* (Horváth Erzsébet.)

Az orientált fényelnyelés tovább fejlesztett elméletének ellenőrzése a chrysen és különböző chrysen származékok abszorpciós görbéjének vizsgálata alapján történt. A monoszubsztituált chrysen származékoknál a szubsztitúciónak megfelelő molekulatengely irányában a gerjesztési energia csökken. A sávok eltolódásából lehetővé vált azoknak megfelelő gerjesztési irányokhoz való hozzárendelése. A biszubsztituált származékok fényelnyelése a mezomeriát zavaró kölcsönhatások figyelembevételével értelmezhető.

8. *Schiff-bázisok izomeriájának és fototropizmusának spektroszkópiai vizsgálata.* (Hires József.)

A C = N kötést tartalmazó Schiff-vegyületek esetén az olefin kötési molekulák analógiájára indokolt a cis-trans izomeria feltételezése. A Schiff-bázisok cis-trans izomeriájának vizsgálatára az hívta fel a figyelmet, hogy több származéknak két olyan kristályos módosulata lehetett előállítani, melyek a cis-trans izomerek egyes jellegzetes tulajdonságaival rendelkeznek. Ilyen pl. a két különböző színű és olvadáspontú szilárd kristályos módosulat valamelyikének fény, vagy hő hatására történő viselkedésében nyilvánul meg. A spektroszkópiai vizsgálatok azt mutatták, hogy oldatban a módosulatok színeik között nincs eltérés tehát a jelenség kristályos halmazállapothoz van rendelve.

Minden előadás után több hozzászólás hangzott el, sokszor egészen részletkérdésekbe menő vita alakult ki, melyben a Budapesti és Veszprémi Szegekre érkezték is résztvettek. Az ankét kapcsoltatban két fontos tanulságot lehet leszűrni.

Feltétlenül előnyös volt az, hogy az előadások és a vita ideje nem volt megszabva. Általában 30–40 percig tartott egy előadás a hozzászólásokkal együtt, anélkül azonban, hogy az előadónak folyton az órát kellett volna figyelnie. Ezt azért tartjuk kiemelendőnek, mert a szokásos csengő- és kürtjelzésektől való rettegés általában zavarja az előadókat, mint ahogy ezt már nem egy alkalommal tapasztalhattuk.

Bár az ankét igen jól sikerült, színesebbé lehetett volna tenni azzal, ha nemcsak a Szegedi Tudományegyetem két intézetének munkatársai, hanem a vendégként érkező szakmabeliek közül is tartottak volna néhány előadást. Ennek hiánya nem von le semmit az ankét értékéből, eredményeiből, csak mindössze változatosabbá tette volna az amúgyis jól sikerült rendezvényt. Mindenesetre ezt a szempontot a jövőben figyelemmel fogjuk kísérni.

Ez az ankét az első volt Magyarországon az abszorpciós spektroszkópiai tématerületen. Eredményeit és hiányosságait egyaránt örömmel használjuk fel, hogy a jövőben még sikerebb és szélesebb körű tudományos összejöveteleket rendezhessünk.

L. L.

## BRÓDY ÉS SCHMID-DÍJASAINK

Az 1955. évi Bródy Imre és Schmid Rezső díjak odaítélésére alakult bizottság 1955. november 22-én Kovács István levelező tag elnöklétével ülést tartott. A bizottság megvizsgálta a fiatal magyar fizikusok elmúlt években és különösen 1955-ben elért eredményeit. Ennek alapján egyhangúan a következő döntést hozta.

A Bródy Imre díjat 3000.- Ft-ot Náray Zsoltnak ítéli kisintenzitású fénysugarakkal végzett kísérleti vizsgálatairért,



A Schmid Rezső díjat, 3000.- Ft-ot megosztva Györgyi Géának és Nagy Károlynak ítéli az elektromágneses tér energia- és impulzusviszonyaira vonatkozó elméleti vizsgálataikért.

Györgyi Géza, a Központi Fizikai Kutató Intézet tudományos munkatársa több dolgozatban foglalkozott az elektromágneses tér által dielektromos anyagokra kifejtett erő kérdésével. Fizikai megfontolással eljutott az erőtvény helyes alakjához, melyet Abraham általános elvek alapján formálisan vezetett le. Alkalmazta a tömegközéppont mozgásának tételét dielektrikumokban haladó sugárzásra, ezzel kapcsolatban vitás kérdéseket tisztázott. Más dolgozatai mechanikai, elektrotechnikai és atommagfizikai tárgyúak. 12 munkája jelent meg, 4 van megjelenés alatt, ezek közül 8 dolgozat 1955-ből származik.

Nagy Károly, az Eötvös Loránd Egyetem Elméleti Fizikai Intézetének adjunktusa, a fizikai tudományok kandidátusa disszertációjában több nagyobb súlyú megállapítást tett az átlátszó dielektrikumokban terjedő fotonok természetére vonatkozólag. Foglalkozott a sugárzás által dielektrikumokban keltett feszültségek kérdésével. Nagy Károlynak 5 dolgozata jelent meg, 1 sajtó alatt van. A dolgozatok közül 3 származik 1955-ből.

Náray Zsolt, a Központi Fizikai Kutató Intézet osztályvezetőhelyettese 3 éve dolgozik a Központi Fizikai Kutató Intézet Kozmikus Sugárzási Osztályán, ahol főleg az elektronsokszorozó tulajdonságaival és fénytani mérésekre való alkalmazásával foglalkozik. Sok technikai probléma megoldása után sikerült a fotoelektron-sokszorozót pontos mérésekre felhasználni. Ennek alapján egy méréssorozat indult meg. Már eddig is sikerült a Michelson-féle interferométer interferenciaképét kis intenzitás mellett fotonszámlálási módszerrel kimérnie. Náray Zsoltnak 11 megjelenés és 2 megjelenés alatt álló dolgozata van, ezek közül 7 1955-ből származik.

## A KÜLFÖLD HÍREI

Az atomenergia békés felhasználásával foglalkozó, 1955. augusztusában Genfben nagy sikerrel megtartott kongresszust 1957. augusztusában megismétlik. Az Egyesült Nemzetek Szervezetének illetékes bizottsága úgy határozott, hogy ezután kétévénként rendszeresen tartanak ilyen kongresszust.

1955. karácsony estéjén, 77 éves korában meghalt Karl Ramsauer. Ramsauer az idősebb fizikusnemzedék kiemelkedő alakja, Lenárd Fülöp munkatársa volt. 1879. február 2-án született. Legismertebb felfedezése a Ramsauer-effektus, mely lassú elektronoknak nemesség atomokon való áthaladásakor lép fel. Ez és a Davisson-féle elektroninterferencia-kísérlet volt az első jelenség, mely az anyaghullámok létezése mellett szólt és a hullámmechanikát kísérleti úton előkészítette. 1927-ben ő szervezte az AEG ipari kutatóintézetét és így a fizika ipari kapcsolatainak kiépítése terén is nagy érdemei voltak.

A VI. Nemzetközi Asztronautikai Kongresszus 1955. októberében Koppenhágában volt. Az üléseken megfigyelőként a Szovjetunió kiküldöttjei is résztvettek. Az üléseknek az adott különös aktualitást, hogy pár nappal az ülés megkezdése előtt jelentette be az amerikai kormány, hogy a Nemzetközi Geofizikai Év keretében (1957/1958) rakétával egy kis műholdat fognak elindítani, mely műszerekkel ellátva kering pár napig a Föld körül. A kongresszuson résztvevő szovjet kiküldöttek közölték, hogy hasonló tervet a Szovjetunióban is megfognak valósítani. A műhold mintegy 320 km magasságban kb. 28 000 km/óra sebességgel fog keringeni és 45 kg súlyú műszer vizsgával. A rádió leadott mérési adatok a Nap ultraibolya sugárzásáról és annak az ionoszférára, rádiózásra gyakorolt befolyásáról fog-

nak felvilágosítással szolgálni, ezenkívül a kozmikus sugárzásra, a Nap korpuszkuláris sugárzására, az apró meteorokra, a légkör magasságára és visszaverőképességére nézve fog adatokat szolgáltatni. A kongresszuson 20 előadás hangzott el a rakétarepülésről, kozmikus sugárzásról, légkörön kívül fellépő biológiai problémákról és egyéb kérdésekről. A VII. Asztronautikai Kongresszust 1956. szeptemberében Rómában tartják meg.

1955. június 20. és 25. közt tartották a Szovjetunióban a IV. Lumineszcencia-Kongresszust Minszkben. A kongresszust a BSzSZK Tudományos Akadémiája, a Lebegyev Fizikai Kutató Intézet és a Vavilov Optikai Kutató Intézet rendezte. A kongresszuson 50 előadás hangzott el, elsősorban a molekuláris lumineszcencia kérdéseiről. A résztvevők száma meghaladta a 200-at.

1955. szeptember 19-én volt a Szovjetunió legnagyobb asztro-fizikai intézetének ünnepélyes megnyitása, a Krim-félszigeten. Az Intézet igazgatója: A. B. Szvernyij. Az Intézet rendelkezik egy 122 cm átmérőjű távcső-reflektorral. Egy 2,5 m átmérőjű távcső készítése folyamatban van.

Az Osztrák Fizikai Társulat hatodik közgyűlését 1955. okt. 10. és 13. között Bécsben tartotta. Az ülésen 40 előadás hangzott el a különböző ausztriai főiskolákon végzett kutatómunkáról. Először adták ki a Társulatak fiatal fizikusok munkáját jutalmazó díját, mely minden évben más nagy osztrák fizikus nevét viseli. Az 1955-ös Fritz Kohlausch-díjat K. Lintner kapta. A Német Fizikai Társulatok Szövetségéhez hasonlóan az Osztrák Társulat is csatlakozott az atomfegyverek alkalmazása ellen hozott felhíváshoz. A határozat hangoztatja, hogy „a Társulat tagjai hivatásuk folytán képesek az atomfegyverek alkalmazása következményeinek megítélésére és kérte a szövetségi kormányt, vesse latba befolyását, hogy ilyen eszközt vitás kérdések eldöntésére ne alkalmazzanak”.

Enrico Fermi, az elmúlt évben elhunyt nagy fizikus nevéhez fűződik a hatáskeresztmetszet ismert egységének, az 1 barn =  $10^{-28}$  cm<sup>2</sup>-nek a bevezetése. (Mikor egy konferencián valaki megkérdezte, hogy egy részecskének mekkora a hatáskeresztmetszete, Fermi így kiáltott fel: „As big as a barn!”). A szótárak tanúsága szerint „barn” magyarul cűrkaput jelent, de ezóta a hatáskeresztmetszet általánosan elfogadott egységét is.) A tudományos világ az első atommaglya megalkotójának emléke előtt kíván tisztelegni azzal, hogy a hosszúságnak magfizikai egységét róla nevezik el: 1 fermi =  $10^{-13}$  cm. Az új elnevezés egyre jobban terjed.

A kanadai Chalk-Riverben levő NRX atomreaktor egyik üzemanyageleme felrobbant és áttört a reaktorburkolatot. A keletkezett károkat időközben kijavították. Érdemes megemlíteni, hogy az eddig egyedül ismert reaktor-szerencsétlenség 1952-ben ugyanezen a reaktoron történt. (Akkor a hűtővíz-szivattyú üzemzavara okozott robbanást. Emberéletben nem esett kár és a szélesend miatt radioaktív anyag sem terjedt szét. A reaktort egy évvel a robbanás után újra üzembe helyezték.) Az újabb szerencsétlenség figyelemre méltó módon a reaktor üzembiztonságát mutatja. A két robbanásnak ugyanazon reaktoron való bekövetkezése bizonyítja, hogy csak egy reaktor hiányos konstrukciójáról van szó, nem pedig a reaktortechnikában szükség-szerűen felmerülő veszélyről.



Az 1956. év néhány kiemelkedő fizikai vonatkozású évfordulója:

150 éve, 1806. augusztus 23-án halt meg *S. O. Coulomb*.  
125 éve, 1831. június 13-án született *J. C. Maxwell*.  
120 éve, 1836. július 10-én halt meg *A. M. Ampere*.  
100 éve, 1856. június 10-én született *Tesla Miklós*.  
90 éve, 1866. március 8-án született *P. N. Lebegyev*.  
60 éve, 1896. május 27-én halt meg *A. G. Sztoljetov*.  
50 éve, 1906. április 19-én halt meg *P. Curie*.  
10 éve, 1946. december 19-én halt meg *P. Langevin*.

\*

Március 18-án Párizsban meghalt *Irene Joliot-Curie*, Pierre Curie és Mária Sklodowska leánya, Joliot-Curie felesége. Irene Joliot-Curie férjével együtt sokat foglalkozott kísérleti atommagfizikával, vele együtt fedezte fel a mesterséges radioaktivitást. Egy évvel ezelőtt ő elnökölt Varsóban a Lengyel Tudományos Akadémia Maria Sklodowska-Curie emlékére rendezett tudományos kongresszuson. Irene Joliot-Curie holttestét a Sorbonne-on ravatalozták fel, majd 21-én helyezték nyugalomra a Párizs melletti Sceaux temetőben. Temetésén a francia köztársasági elnök és a tudományos élet sok képviselője megjelent. A francia tudósokkal együtt gyászolnak az egész világ fizikusai.

\*

17 évi távollét után, április 5-én visszatért hazájába *Erwin Schrödinger*, a hullámmechanika megalkotója. Schrödinger a politikai viszonyok miatt távozott Ausztriából, a háborús években Írországbán, a dublini fizikai kutatóintézetben dolgozott. Most a bécsi egyetemen egy fizikai tanszék vezetését vette át és hazatérése után röviddel megtartotta első előadását.

#### KÜLFÖLDI VENDÉGEINK

Április elején több kiváló fizikus látogatta meg hazánkat. Egy hetet töltött nálunk *Gustav Hertz* Nobel- és Sztálin-díjas fizikus, a lipesei egyetem professzora.

## KÖNYVSZEMLE

### A MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT III. KÖTETÉNEK 5-6. SZÁMA

Az első, „Megjegyzések a bilokális terek elméletéhez” című dolgozatot *Horváth János* írta. Ismeretes, hogy a pontszerű elektronnal dolgozó klasszikus elektrodinamikában divergencia nehézségek lépnek fel. Ezek a divergenciák onnan származnak, hogy az elektron által keltett ún. saját tér az elektron helyén szinguláris. Ennek megfelelően az elektron sajátenergiája az elmélet szerint végtelennek adódik. Ezen a nehézségen többféleképpen próbáltak segíteni. Az ide vonatkozó kutatások az elektrodinamika egyenleteinek nem-lineáris általánosításához és a nem-lokális térelméletekhez vezettek. A dolgozat első részében a szerző a nem-lokális térelméletek, majd a Yukawa-féle bilokális elmélet általános törvényszerűségeit, alapfogadásait ismerteti. Ezután megad egy Lagrange-függvényt, melyből variációs elvvel levezeti a Rayski-féle általánosított Klein-Gordon egyenletet. Végül az elmélet geometriai interpretációjának lehetőségére mutat rá a szerző.

*Mérey Imre* beszámol a KFKI Atomfizikai Osztályának 800 kV-os kaszkád-generátoráról. A kaszkád-generátor 4 fokozatban 500 periódusú 100 kV effektív értékű váltakozó feszültségből állítja elő, kondenzátorok és egyenirányító csövek segítségével, a 800 kV egyenfeszültséget. A kondenzátorok 200 kV-ra szigeteltek, kapacitásuk 0,01  $\mu$ F. Az egyenirányító csövek fűtésére egyenként 120 watt fűtőtelijsítmény szükséges.

Meglátogatta többek közt a Központi Fizikai Kutató Intézetet és a Debreceni Atomfizikai Kutató Intézetet, érdeklődéssel beszélt a magyar fizikusokkal a folyó kísérletekről. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban április 7-én tartott előadásában azokról az úttörő kutatásairól számolt be, melyek izotópoknak diffúziós módszerrel történő szétválasztására vonatkoznak.

*Leon Rosenfeld*, a manchesteri egyetem professzora ugyanebben az időben töltött több napot Budapesten. Meglátogatta a Központi Fizikai Kutató Intézetet, az Eötvös Loránd Tudományegyetem és a Műszaki Egyetem Elméleti Fizikai Intézeteit. Április 6-án Társulatunkban az atommagmodellekről tartott előadást. Április 7-én az Eötvös-Egyetem Elméleti Fizikai Intézetének szemináriumán az elemi részecskék elméletének, április 9-én a Központi Fizikai Kutató Intézet Kozmikus Sugárzási Osztályának szemináriumán az atommag szerkezetét tárgyaló módszereknek egyes időszerű kérdéseit ismertette. A szemináriumi előadásokat élénk vita követte. Rosenfeld professzor hazánkban Jugoszláviába utazott. Elutazásakor adott nyilatkozatából idézzük: *őszintén megragadott a szíves vendéglátás, nemkevésebbé a magyar fizikusok nagy tudása és felkészültsége. Jánossy Lajos professzort már régebben ismertem, most betekintést nyertem a fiatalok munkájába is. Öröndetes meglepetés volt számomra, mennyire ismerik a fiatalabb magyar kutatók a legújabb külföldi eredményeket. Remélem, hogy a kialakuló jobb nemzetközi együttműködés munkájukat még eredményesebbé teszi. Szívesen látnék például Manchesterben az egyetemen egy fiatal magyar kutatót, lengyel hallgatóm már van. Addig is tapasztalataink, eredményeink kicserélésével segítjük egymás munkáját.*

A többi külföldi vendéggel egyidőben utazott át hazánkon és három napot Budapesten töltött *Votruba*, a prágai egyetem professzora, az Egyesített Atomkutató Intézet helyettes igazgatója. Az Eötvös Loránd Egyetem Elméleti Fizikai Intézetében beszámolt a legnehezebb elemi részecskének, a hyperonoknak sajátosságaira vonatkozó kutatásairól, élénk eszmecsere folytatótt e tárgyban Rosenfeld professzorral és a magyar fizikusokkal.

ges, ezt egy-egy szigetelő tengellyel meghajtott dinamó szolgáltatja. A generátor feszültségének hullámossága 1 mA terhelés esetén 2000 V. A megépített generátor kb. egy év óta állandóan üzemben áll és jelentős üzembizavár nem mutatkozott.

*Pásztor Endre* és *Siegler Jánosné* a KFKI Atomfizikai Osztályának 800 kV-os részecskegyorsító berendezését ismerteti. A kaszkádgenerátorhoz elkészített gyorsítócső segítségével protonokat és deuteronokat lehet nagy energiára gyorsítani. Az ionokat rádiófrekvenciás ionforrással állítják elő, melyhez a gáz egy palládiumos gázbevezetőn áramolhat be. A gyorsítócsőben négy hengersizmetrikus lencse helyezkedik el, melynek pontos (koncentrikus) beállítására olyan mechanikai tartórendszer szolgál, amely lényegében minden irányú mozgatót lehetővé tesz. A beállítás a lencsékbe helyezhető fonálkereszt-pár és távcső segítségével precíziórozható. A gyorsítócsövet, amelynek vákuumtere 150 liter, -1500 l/sec szívás sebességű olajdiffúziós szivattyú evakuálja. A gyorsító berendezést 1952 novemberben kezdték el építeni, 1953-ban gyorsítottak először, 1954 augusztus óta üzemszerűen működik, mint neutronforrás.

*Náray Zsolt* írta a következő dolgozatot, melynek címe: *Vizsgálatok fényérzékeny elektronsokszorozók sötétáramának csökkentésére.* Kis fényintenzitásokat egyes fotonok számlálása útján szokás mérni. A komerciális elektronsokszorozók zajimpulzusainak száma kb. 10<sup>4</sup>/sec. A 931/A típusú sokszorozó csőben 1 mm<sup>2</sup>



katódfeletről kb.  $10^3/\text{sec}$  zajimpulzus származik. Ezért a szerző a zajimpulzusok számának csökkentésére a fotokatód érzékeny felületét csökkentette a katódról kilépő elektronok elektromos és mágneses defokuszálásával. Ezzel — kis átmérőjű fénynyalábok vizsgálatára szorítkozva — a zajimpulzusok számát egy nagyságrenddel sikerült csökkentenie. Az elektronsokszorozó üvegburájára a katód feszültséghez közeli feszültséget kapcsolva a csökkenés még további két nagyságrendet ér el, tehát a zajimpulzusok száma kb. 1000-szeresen kevesebb lesz, ha a defokuszálást és burafeszültséget egyidejűleg alkalmazzuk. A burapotenciál hatására vonatkozó vizsgálatok további adatokat szolgáltatnak a zajcsökkentés mechanizmusának megértésére vonatkozóan.

„Vizsgálatok rádiófrekvenciás ionforráson” címmel *Erő János* közöl dolgozatot. A rádiófrekvenciás ionforrások úgy működnek, hogy egy kisülési csőben levő alacsony nyomású gázba rádiófrekvenciás tér hatására gázkisülés jön létre. A gázkisülésre kapcsolt feszültség segítségével a szűk csatornáként kiképzett katódon át pozitív ionok, hidrogén esetében protonok és molekulaionok lépnek ki az ionforrásból. Az ionáram nagyságát befolyásolni lehet a kisülési csőnek mágneses térbe való helyezésével. A szerző tanulmányozta, hogyan függ az ionnyaláb összetétele (proton és molekulaionok) a kisülésbe levő nyomástól és a gerjesztő mágneses tér intenzitásától. Megmérte továbbá az ionsugár energiaspektrumát. Azt tapasztalta, hogy kb. 1 mA iváramig az ionnyaláb energiaszórása kb. 40–50 volt, nagyobb áramoknál ez 2–300 voltra növekszik. Az energiaspektrum kiszélesedésekor a katódon apró, pontszerű felvillanások keletkeznek. Ilyenkor az ionforrás védőellenállásán is impulzusok jelennek meg és ezek okozzák a nyaláb nagyfokú energia inhomogenitását. Megfelelő és gondosan tisztított kiszívónylás alkalmazásával a kisülések megszüntethetők.

*Tamás Gyula* és *Tarnóczy Tamás* „Hártyák áteresztőképességének megváltozása ultrahang hatására” címmel közöl dolgozatot. Vizsgálatokat végeztek arra vonatkozólag, hogy ultrahanggal besugárzott celofánhártyán hogy változik az átdiffundált nátriumoxalát mennyisége az intenzitás és más paraméterek függvényében. A vizsgálatok célja az volt, hogy megállapítsák, hogy az ultrahang mely hatása hozza létre az áteresztőképességek megváltozását. Kísérleteik eredményeképpen megállapították, hogy az áteresztőképesség megnövekedésének oka kisebb mértékben a sugárnyomással összefüggő jelenség, nagyobb mértékben pedig az ultrahang kavitáció.

A laboratóriumból c. rovatban *Voszka Rudolf* ír le egykristálynövesztő kályhákhoz kidolgozott egyszerű feszültségszabályozót. A szabályozandó feszültséget egy műszer méri, amelynek mutatója mögött két fotocella van. A mutató a fotocellák előtti megvilágított részeket csak akkor takarja el, ha a beállított feszültségnél nagyobb vagy kisebb a kályha fűtőszélére eső feszültsége. Ekkor egy mechanizmus működni kezd és visszahozza a kívánt feszültséget. A dolgozat ismerteti a berendezés részleteit.

*Fáthy Ferenc* ismerteti egy berendezést, amelynek segítségével mikroszkóp alatt bekövetkező folyamatokról mozgó fényképfelvételt lehet készíteni. A mikroszkóp tubusára filmfelvevőgépet helyeznek, a fény egy részét plánpárhuzal lemezzel oldalra vetítik, hogy a felveendő jelenségeket ellenőrizni lehessen.

„A folyó irodalomból” rovatban *E. Schatzman*, francia csillagász „A grafitrészesek okozta interstelláris fénypolarizációról” c. dolgozata olvasható. A szerző a dolgozatot 1954. szept. 8-án, magyarországi tartózkodása alkalmával a Műszaki és Természettudományi Egyesületek Szövetsége rendezésében egy előadáson előadta.

A »klasszikus irodalomból« rovat *Emil Cohn* „Mozgó rendszerek elektrodinamikájáról I., II.” című, a *Berliner Berichte*-ben 1904-ben megjelent dolgozatainak fordítását tartalmazza. A dolgozatok a relativitáselmélet előtti, a mozgó rendszerekbeli elektromágneses

jelenségeket tanulmányozó vizsgálatok közé tartoznak. H. A. Lorentz hasonló vizsgálatait a Magyar Fizikai Folyóirat előbbi füzetei tartalmazzák. A szerző megmutatja, hogy a mozgó testekre általánosított, az elektromágneses jelenségeket leíró alapegyenletei, melyeket még Lorentz vizsgálatai előtt felállított, az elektrodinamika kiterjedt testekre vonatkozó Lorentz-féle egyenleteivel megegyeznek.

K.L. és N.K.

## A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK KÖZLEMÉNYEI

### III. évfolyam 6. szám.

1. *Bozóki György* és *Nagy László*: A Rossi-görbe vizsgálata antikoincidencia berendezéssel.
2. *Györgyi Géza*: A ponderomotoros erő elektrosztatikus térben.
3. *Kiss Gező*, *Szentpéteri Imre* és *Szivek János*: Kis háttérű mérőkészülék építésével kapcsolatos kísérletek.
4. *Mráz József*: Szögkorreláció atommagok sugárzásában.
5. *Neszmélyi András*: Neutronerősítők.
6. *Czike Kálmán* és *Fodor Józsefné*: Víz deutérium-oxid tartalmának meghatározása fagyáspontmérés-sel.
7. *Szabó László*:  $U^{235}$  tartalom meghatározása rádiokémiai módszerrel.
8. *Berecz György* és *Szilvási Árpád*: Röntgenesőhűtési problémák vizsgálata a 400 kV-os röntgenkészüléknél.
9. *Ember György* és *Sándory Mihály*: Radiológiai mérésekre alkalmas impulzusszám integráló.
10. *Fehér István* és *Fejes Péter*:  $P^{32}$  analitikai meghatározása szövetmintákban.
11. *Zsigmond György*: Laboratóriumi szolenoid közepes erősségű mágneses terek előállítására.

J. N. Bronstein—K. A. Szemenyajejev

### MATEMATIKAI ZSEBKÖNYVE

(Művelt Nép Kiadó, Budapest, 1955.)

A tudományos és műszaki munkában szinte mindennapos szükségletként jelentkezik matematikai táblázatok és formula-gyűjtemények használata. Egy-egy ilyen matematikai kézikönyv már nálunk is általánosan ismert egyes szakterületek művelői előtt (pl. Madelung: *Mathematische Hilfsmittel des Physikers*, Magus—Oberhettinger: *Formellen und Sätze*), általános elterjedésüket azonban éppen több-kevésbé speciális összeállításuk akadályozza meg.

Egy matematikai zsebkönyvvel szemben ui. első sorban azok, akiknek mindennapi munkájában a matematika mint alkalmazott tudomány jelentkezik, a táblázat és formula-gyűjteményen túlmenő igényeket támasztanak: egyes matematikai fogalmak, eljárások jól érthető tömör definícióját, bizonyos problémakörök megoldási módszereinek összefoglalását, sőt erre vonatkozó példákat is. Az említett általános kívánalmak kielégítésére készült Bronstein és Szemenyajejev matematikai zsebkönyve.

A könyv hat részből áll:

Az első részben egyrészt az elemi és speciális függvények (gamma- és Bessel-függvények, Legendre-polinomok, valamint elliptikus és hibaintegrálok) táblázatai, másrészt az elemi függvények és fontosabb görbék (cikloisok stb.) formulái és rövid tárgyalása található.

A második részben a közelítő módszerek rövid összefoglalása után az algebrai, geometriai és trigonometriai alapfogalmak vannak összegyűjtve.

A harmadik részben az analitikus és differenciál geometria összefoglalása található.

Az analízis alapfogalmait a negyedik részben tárgyalják. A differenciál számítással foglalkozó rész



gyakrabban használt függvények sorfejtésének táblázata, az integrálszámítást tárgyaló fejezetet pedig határozatlan integrálok táblázata egészíti ki. Ugyanebben a részben kapott helyet az egyszerű differenciál egyenletek elméleti kérdéseinek és megoldási eljárásainak ismertetése.

Az ötödik rész komplex számokkal és függvényekkel, vektor-kalkulussal és Fourier-sorokkal foglalkozik.

A hatodik részben méréseredmények kiértékelésére szolgáló módszerek ismertetését találjuk a »Valószínűség és hibaszámítás alapjai«, valamint az »Empirikus formulák; interpoláció« c. fejezetekben.

Mint a fenti rövid tartalmú ismertetésből kitűnik, a könyv összeállítása igen széleskörű érdeklődésre tarthat számot. Ezt az érdeklődést azonban nemcsak az anyag gondos összeállítása, de a világos és áttekinthető felépítés és tárgyalás is indokolttá teszi. A szerzők, mint az a könyv bevezetéséből kitűnik, könyvüket elsősorban mérnökök és mérnök-hallgatók matematikai segédletének szánták. Úgy véljük azonban, hogy azoknak a köre, akik Bronstein és Szemengyajev könyvében hasznos, — sőt annak alapos megismerése után — nélkülözhetetlen segédkönyvet fognak találni, ennél szélesebb lesz.

Ilyen körülmények között a könyv kiadását nagy örömmel üdvözljük annál is inkább, mert a tartalmához méltó szép és gondos kiállításban kerül az olvasó kezébe.

N. ZS.

Budincsevsics Andor és Román Pál:

## AZ ATOMOK VILÁGÁBAN

(Művelt Nép Kiadó, Budapest, 1955.)

Napjainkban az atomenergia iránt megnyilvánuló általános érdeklődés következtében olyan hatalmas mértékű igény mutatkozik az atomfizikát és az atommag fizikáját ismertető könyvek és előadások iránt, hogy az illetékes szakemberek igen nehezen tudják ezt az igényt teljes mértékben kielégíteni. Következésképpen mind a napilapokban (néha az ismeretterjesztő folyóiratokban) mind pedig a rádióban és az ismeretterjesztő előadások során ismételtelen jelennek meg, ill. hangzanak el olyan tanulmányok, melyeket nem megfelelő felkészültségű szerzők írtak és így igen felületesen és szakmai szempontból sokszor kétségbe ejtő tájékoztatlansággal tárgyalják a felvetett kérdést. Pedig mindenki érzi és tudja, hogy az atomkérdés alakulásában rejlik a jövőnk kulcsa. Tudományos és politikai kérdés ez egyszerre. Kutatók kellene, akik a problémák felvetését és megoldását elvégzik, azután emberek kellene, akik az így nyert lehetőségeket az emberiség javára fordítják. Az atomproblema tehát társadalmi probléma és a társadalomnak, mely ilyen hatalmas energiaforrást tart a kezében, tájékozottnak kell lennie e kérdésben, hogy a helyzet magaslatára emelkedhessék. Az utóbbi évek megfeszített társadalmi és természettudományos ismeretterjesztő munkájának eredményeként közönségünk igényei is megnövekedtek, éppen ezért napjainkban már fokozottabban kell gondoskodnunk az ismeretterjesztő előadások és cikkek színvonaláról. Mind többen vannak ma már olyanok, akiket nem elégít ki bizonyos felületes atomfizikai ismeret és akik, ha nem is kutató fizikusok, mégis veszik maguknak a fáradságot arra, hogy e kérdéseket alaposan tanulmányozzák.

Örömmel kell tehát üdvözlőnünk az előttünk fekvő könyvet, mely hézagpótlónak minősíthető ismeretterjesztő irodalmunkban. Globálisan annyit mondhatunk a munkáról, hogy szakmai szempontból teljesen kielégítő; ismeretterjesztési szempontból is megfelelő, mert mindezen részletében jól érthető; megfogalmazása nemcsak szabatos, hanem elég könnyed és nyelvezete magya-

ros; tartalmi szempontból pedig számos olyan kérdést érint (atomfizikai mérőberendezések, atommáglyák stb.), melyek eddig nem szerepeltek ilyen részletesen az ismeretterjesztő munkákban. Igen hasznára válik tehát mindazoknak, akiknek valami közvetlen közük van az atomfizikához, vagy izotópokhoz, de ezen a téren nem szakemberek és tanárkارتársaink is nagy hasznát vehetik, főleg ha a helyes ismeretterjesztés módszereit kívánják ellesni.

A könyv egy rövid bevezetés után röviden ismerteti a modern atomfizika előzményeit. Tisztázza az atom és a molekula fogalmát, számot ad az atomfizikai nagyságrendekről, majd vázolja a múlt század molekuláris hőelméletét. A soron következő fejezet az elektron tulajdonságait felderítő alapvető kísérletek ismertetése után foglalkozik az elektronválttal, mint az atomfizikai energiaegységgel. A harmadik fejezet a radioaktív sugárzások törvényszerűségeit foglalja össze, ismertetve az alapvető kísérleti berendezéseket és sorra veszi a természetes radioaktív sugárzás egyes komponenseit. E fejezetben a szerzők már nem követik a történeti fejlődés menetét, hanem foglalkoznak a pozitron, majd a neutron felfedezésével is. A következő fejezetek részben megismertetik az olvasót az izotópokkal és az izotópok szétválasztásának a módszereivel, részben pedig részletesen foglalkoznak a radioaktív sugárzásmérés technikájával, kiterjesztve a legmodernebb eljárásokra is. Ezután (a hatodik fejezetben) foglalkozik a könyv a klasszikus atommodellek ismertetésével és itt történik az atommag és az elektronhéj fogalmának a bevezetése, szintén teljesen kísérleti alapon indokolva az elmélet kialakulását. A hetedik fejezet a magreakciókkal és a mesterséges radioaktivitással foglalkozik, rámutatva a tömeghiány és a magok kötési energiája közti kapcsolatra. A soron következő fejezet részletesen, de ugyanakkor figyelemre méltó didaktikai ötletességgel és igen ügyes illusztráló ábrákkal magyarázza meg a különböző magfizikai gyorsító berendezések alapelvét és működését. A kilencedik fejezet a maghasadással és a láncreakciókkal foglalkozik, ismertetve a különböző atommáglya típusokat. A két utolsó fejezet az atomenergia felszabadításának a gyakorlati kérdéseit, ill. a term nukleáris folyamatokat tárgyalja. Végül a függelékben az izotópok különböző területen való gyakorlati felhasználásával, az izotópoknak a geofizikában és a Föld őstörténetének a kutatása során való felhasználásával, továbbá az egyes elemeknek a földkéregben való eloszlásával ismerkedhetik meg az olvasók.

Bár, amint azt már fentebb hangsúlyoztuk, a legnagyobb elismeréssel szólhatunk csak e kis könyvről és csak helyeselni tudjuk, hogy végre van egy ismeretterjesztő könyv, amelyik ilyen ügyesen és részletesen ismerteti a különböző magfizikai mérőberendezéseket és az egész magfizikát a kísérletező fizikus szemzsebéből nézi, mégis vitatható, hogy a könyv felépítésével (melyet a fentiekben éppen ezért kissé részletesebben ismertettünk, mint ahogyan az a könyvismertetések során általában szokásos) tökéletesen egyetérthetünk-e? Megítélésünk szerint ugyanis túlságosan későn kerül sor a klasszikus atomelmélet és egyáltalában az atommag fogalmának a bevezetésére. Sok esetben a történeti sorrend figyelmen kívül való hagyása zavarhatja az olvasót, bár kétségtelen, hogy ugyanakkor az a tény, hogy pl. a különböző radioaktív mérési módszerek, a különböző gyorsítók, ill. a különböző tömegspektrográfok ismertetésére egy helyen kerül sor, komoly előnyökkel is jár és feltételezzük, hogy az olvasó hallott már valamit az atomfizikáról, ez a felépítés indokolható is. Azt azonban minden esetre meg kívánjuk jegyezni, hogy hiányoljuk a magreakciók tárgyalásánál, hogy nem történik említés a magreakciók Bohr-féle elméletéről.

Mindent összefoglalva Budincsevsics és Román könyvének a megjelenését örömmel üdvözölhetjük és kívánjuk, hogy a Művelt Nép Kiadó minél több hasonló nivójú és érdekes ismeretterjesztő munkával lépje meg a fizika iránt érdeklődő olvasók táborát.

H. J.



Öveges József:

# AZ ELEKTRONOK NYOMÁBAN

(Művelt Nép Kiadó, Budapest, 1955.)

Megszoktuk már, hogy nagy az érdeklődés a természettudományi tárgyú ismeretterjesztő előadások és kiadványok iránt. Az örvendetesen megnövekedett érdeklődés kielégítésére alakult a TTIT, nagy példányszámban rövid idő alatt elfogynak a különféle ismeretterjesztő kiadványok. Ezek közé tartozik a Művelt Nép Kiadó *»Élet és Világ«* című sorozata, mely nemrégiben újabb szép kiállítású könyvecskével szaporodott.

Öveges József *»Az elektronok nyomában«* című könyve az elektromos áramlás legfontosabb törvényeit, gyakorlati alkalmazásait kívánja megismertetni az érdeklődő olvasóval. Nem kis feladatra vállalkozik a szerző. Célul tűzi ki, hogy röviden és érthetően, érdekesen és szórakoztatóan végigvezeti a laikus olvasót az elektromosságtan fejlődésének útján. Nem kíván megelégedni az egyes jelenségek pusztá leírásával, hiszen — mint a könyv előszavában írja, — *»a legtöbb embert ... érdekli az a kérdés is, hogy hogyan fedezte fel mindezt az ember, hogyan lett a kezdetben jelentéktelennek látszó megfigyelésből fontos gyakorlati alkalmazás«*.

A könyv előszavában leszögezi a szerző, hogy *»nem tételez fel semmi különleges előismeretet, csak az átlagember tapasztalatait«*. A referáló véleménye szerint azonban az átlagember mindennapi tapasztalatai nem elégségesek a könyv tartalmának megértéséhez, annál is inkább, mert elég sok helyen történik hivatkozás az *»Élő Fizika«* című sorozat már megjelent kötetekre az egyébként is néha szűkre szabott magyarázat helyett. (Különösen áll ez *»A röntgensugár«* és *»A katódsugárcső«* című fejezetekre.)

A könyv anyaga nagy vonalakban egyezik a középiskolai fizika tankönyvek elektromosságtani fejezetének anyagával. A kevésbé fontos részletekre természetesen nem tér ki a szerző, az elmondottakat viszont igyekszik a természettudományos kérdésekben nem járatos olvasó számára is érthetően közölni.

Az egyes fejezeteket igyekezett megválasztott kísérletek, vagy mindennapi tapasztalatok vezetik be. Egyszerű, bárki által könnyen elvégezhető kísérletek leírása segíti az olvasottak megértését. Hasonló célt szolgálnak a fejezetek végén található feladatok és kérdések,

melyeknek megoldását a könyv végén ellenőrizheti az olvasó. A legfontosabb gyakorlati alkalmazásokon kívül érdekességek, furcsa tapasztalatok, apró gyakorlati tanácsok kívánják ébren tartani az olvasó érdeklődését és figyelmét. Jól sikerült, könnyen áttekinthető szövegközi ábrák segítik a szövegben közltek megértését. Kár, hogy a kapcsolási rajzok és sematikus ábrák mellett nincs ott az egyes legfontosabb műszerek fényképe is. Aki ugyanis sohasem látott még ampermérőt vagy röntgenkészüléket, az a kapcsolási rajz alapján aligha fog ráismerni.

Sajnos a könyv nem mentes a népszerűsítő kiadványokban oly gyakran előforduló hibáktól. A látszólagos egyszerűség kedvéért a szerző helyenként lemond a pontosságról, s ennek következtében több helyen fordul elő helytelen vagy pontatlan magyarázat.

Ragadjunk ki néhányat a pontatlan állítások közül. A légköri elektromossággal kapcsolatban a 284. lapon vastag betűs szedéssel ez áll: *»1 méter hosszú függőleges drót végei között szép időben átlag 100—300 volt a feszültségkülönbség«*. Igaz lenne ez az állítás, ha két, egymástól elszigetelt, 1 méter magasságkülönbségű pontra vonatkoznék. A drótnban azonban influenza folytán éppen úgy választódnak szét a töltések, hogy a drót minden pontja azonos potenciálra lesz. A vezetében szétvárt töltések tere ugyanis a vezetőn belül a külső teret éppen közömbösíti. A 27. lap utolsó bekezdésében ez olvasható: *»Látható, hogy az indukció egyenes következménye annak, hogy az elektromos áram körül mágneses erőter keletkezik...«* Más megfogalmazásban ez azt jelentené, hogy a második Maxwell-egyenlet az elsőnek következménye. A 179. és 180. lapon *»nagyfrekvenciás elektrosztatikus«* térről olvashatunk. A 112. lapon egy szélmotor évi átlagteljesítménye kW-órákban van megadva.

Úgy véljük, a könyv hibáit ki lehetett volna küszöbölni, ha szakmai lektor ellenőrizte volna a kéziratot. Mindamellett a könyv érdekes és hasznos olvasmány. *A hibák kijavítása* után a laikus olvasó is többé-kevésbé helyes képet nyer belőle arról, hogyan vonult be az elektromosság mindennapi életünkbe. Haszonnal forgathatják középiskolai tanárok is, mert sok olyan érdekes kérdéstről olvashatnak benne, melynek felhasználásával élénkebbé, színesebbé tehetik óráikat. A középiskolás diákok pedig kiegészíthetik belőle az iskolában tanultakat.

Sz. J.

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSA

**Magok gerjesztési energiájának meghatározása.** Magemulziókat 460 MeV-es protonokkal besugározva, több esetben észleltek olyan rövid nyomokat, amelyek a mag visszalökődésével voltak magyarázhatók. Ezt a visszalökődést feltehetőleg két jelenség együttes hatása okozza: egyrészt a magból emittálódnak részecskék és ez az impulzus megmaradásának törvénye megkívánja a mag elmozdulását, másrészt a bombázó proton energiájának egyrésze a mag kinetikai energiájának növelésére fordítódik. A visszalökődési nyom hosszából ki lehet számolni a mag sebességét, ebből pedig a gerjesztési energiát. A fotoemulzióban jelenlevő Ag-re és Br-ra gerjesztési energiaként 55 MeV-et kaptak, míg az eseményenként emittált nukleonok átlagos számát 3,3-nek találták.

K. D.

**Lehetséges-e a thermonukleáris energiák békés hasznosítása?** Bhabha a genfi Atomkonferencián kifejezte

azt a véleményét, hogy a thermonukleáris energia békés hasznosításának problémája két évtizeden belül megoldódik. H. Thirring borulatóban vélekedik erről a kérdéstről. Kifejti, hogy egy nagy hőfokra hevített test sugárzásos energiavesztése a test felületével, az energia termelése pedig (állandó sűrűségnél) a térfogattal arányos. A Nap aránylag alacsony hőfokon és térfogategységre vonatkoztatva kevés energiát termel. Laboratóriumi méretű berendezések sokkal nagyobb felület/térfogat arányuk miatt csak sokkal nagyobb fajlagos energiatermelés mellett tudnának stacionárius működni. Ehhez trícium-deuterium, illetve deuterium-deuterium reakció és igen nagy hőfok volna szükséges. Ez a tény és a berendezés pozitív hőkoefficiense is olyan tényezők, amelyek a szabályozást a szerző szerint lehetetlenné teszik. (Nucleonics Vol. 13. /1955. nov.).

S. Gy.



# FIZIKAI SZEMLE

Az  
Eötvös Loránd  
Fizikai Társulat  
Lapja

## TARTALOMJEGYZÉK

Javaslatok a második ötéves terv irányelveihez

*Sándor Endre*: A 60 éves röntgensugárzás

*Sir Robert Wattson Watt*: A tudományos dolgozók nevelése

*Kedves Miklós*: Síkfelülettel határolt fénytörő anyagokban  
keletkező virtuális képek

### A FIZIKA TANÍTÁSA

*Darvas Andor*: Egyszerű áramlási kísérletek egyszerű eszközökkel

### KÖNYVSZEMLE

### A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL





Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Faragó Péter, Keszthelyi Lajos, Marx György, Szamosi Géza,  
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Turiné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Szerkesztőbizottság titkára: Turiné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010 \*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat  
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1, üzlethelyiség. Telefon: 183-022  
Csekk számlaszám: 61257

Előfizetés egy évre 30,— félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

## СОДЕРЖАНИЕ

Предложения к директивам второй пятилетки.

Э. Шандор, Шестидесятилетнее рентгеновское излучение.

Сэр Роберт Уаттсон Уатт, об образовании научных сотрудников

М. Кедвеш, Виртуальные образы, возникающие в преломляющих веществах, разграниченных плоскостью.

### ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

А. Дарваш, Простые опыты по течению простыми приборами.

### ОБЗОР КНИГ

### ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

## INHALT

Vorschläge zu den Richtlinien des zweiten Fünfjahrplans

E. Sándor, Die sechzigjährige Röntgenstrahlung

Sir Robert Wattson Watt, Über die Ausbildung der wissenschaftlichen Arbeiter

M. Kedves, In durch ebene Flächen begrenzten lichtbrechenden Stoffen entstehende virtuelle Bilder

### PHYSIKUNTERRICHT

A. Darvas, Einfache Strömungsversuche mit einfachen Instrumenten

### BUCHBESPRECHUNG

### FORTSCHRITTE DER PHYSIK

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1956. VI. 4. Pédányszám: 1600. Terjedelem: 4 (A/5) ív.

Ez a folyóirat MNOSZ 3405 és 5602 Á szerint készült

Akadémiai Nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 39724/56 — Felelős vezető: Puskás Ferenc



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VI. évfolyam

4. szám

1956. július

## Javaslatok a második ötéves terv irányelveihez\*

A felszabadulás előtt hazánkban a fizikai kutatás és oktatás rendkívül elhanyagolt állapotban volt. A népi demokrácia sok segítséget adott a fizikusoknak, melynek következtében ezen a területen a fejlődés üteme a felszabadulás előttihez képest megsokszorozódott. Viszonylag jól felszerelt, nagy létszámú kutatóintézetek létesültek, az egyetemi oktatás színvonala is emelkedett.

Ugyanakkor azonban külföldön még magasabb méretű volt a fejlődés a fizika területén, mint nálunk és ezért elmaradásunk külfölddel szemben továbbra is fennáll, különösen az oktatás területén. Ennek főleg az a magyarázata, hogy az egyetemi fizikai intézetek igen minimális anyagi támogatást kaptak. Ezért az oktatás — a korszerű igényekhez képest — szegényes, egyoldalú.

Az oktató intézetek megfelelő felszerelése komoly összegekbe kerül. De a befektetés kihatása a fizikusok szakképzettségének emelkedésében és ezen keresztül a fizikai és ipari kutatómunka fellendülésében jelentkezne.

Mindezek alapján a Fizikai Társulat javasolja, hogy a fizikusokat, valamint a fizika-matematika tanárokat oktató intézetek anyagi támogatását a jelenleginek sokszorosára emeljék fel, a budapesti egyetemen új tanszéket létesítsenek megfelelő laboratóriumi felszerelésekkel.

Síralmas a középiskolák fizikai szertárainak nyújtott támogatás. Nem lehet beszélni addig a természettudományos vagy politechnikai oktatásról, ameddig ezen a helyzeten hathatósan nem változtatunk.

A különböző egyetemek fizikai tanszékein a kutatómunka a redliis anyagi támogatás, megfelelő számú segédzsemyzet és sok esetben helyiségek hiányában nem tud kellő mértékben kibontakozni. Ugyanakkor az oktató személyzet oktatási és ezzel kapcsolatos adminisztratív munkával való erős leterhelése is hátráltatja a tanszéki kutatást. Laboratóriumi oktatást végző, vagy kísérleti bemutatással kapcsolatos előadást tartó tanszemélyzetnek ugyanolyan óraszámnormát állapított meg az Oktatásügyi

Minisztérium, mint a bölcsészkar tanszemélyzetnek, holott a laboratóriumi és előadási kísérletek összeállítása igen hosszadalmas munkát igényel. Az egyetemi fizikai intézetekben sok kiváló tudós dolgozik, akiknek a tevékenysége feltétlenül a jelenleginél sokkal jelentékenyebb támogatást és figyelmet érdemel.

A fizikai kutató intézetek lényegesen jobb helyzetben vannak, mint az egyetemi intézetek, de ezek modern eszközökkel való ellátottsága egyáltalán nem kielégítő. Ezen intézetek (és az egyetemi intézetek) számos nehézsége a bürokratikus megkötöttségből is fakad.

Ezen intézetekre is az üzemekre érvényes rendszabályokat alkalmazzák. A különböző megkötöttségeket az intézetvezetők, a kutatók nemcsak munkájuk korlátozóinak, hanem a feljuk irányuló bizalmatlanság jelének is tekintik. A vezető professzoroknak szabad kezet kell biztosítani munkájuk végzéséhez.

A Társulat Elnöksége nem tartja helyesnek, hogy a kutatásra fordított összegeket egy szám alá foglalták és nem választották szét az atomfizikai és az egyéb kutatásokra tervezett összegeket. A szétválasztás szükséges, mert csak így nyerhető világos kép arról, hogy az atomfizikai nagy beruházások mellett marad-e lehetőség más kutatások fejlesztésére és fordítva, hogy ezen utóbbiakra költött összegek hagynak-e lehetőséget az atomfizikai kutatások fejlesztéséhez.

Nem kielégítő az értelmiség, ezzel együtt a fizikusok anyagi és erkölcsi megbecsülése. A fiatal fizikusok legtöbb esetben kevesebbet keresnek, mint a velük egy intézetben dolgozó műszerészek. Nem tudják megvásárolni a szakmájukba vágó könyveket, folyóiratokat. Bár az utóbbi években örvendetesen növekedett a külföldi tanulmányutakra kiküldött fizikusok száma, fiatalok 1–2 évre külföldre küldésére nincs példa (kivéve az 1–2 Szovjetunióban tanuló aspiránst). Feltétlenül be kellene venni a tervezetbe évenként 2–3 hosszú időre szóló tanulmányutat.

A fiatal fizikusoknál is rosszabb helyzetben vannak a középiskolai tanárok. Jelentőségüknek megfelelően nagyobb anyagi és erkölcsi megbecsülésben kellene őket részesíteni. A fizikát oktató tanárok óraszámát csökkenteni kellene, hogy a szertárakat

\*Az Eötvös Lóránd Fizikai Társulat Elnöksége az 1956. május 28-i ülésén megvitatta a második ötéves terv irányelveit és az itt közölt javaslatokat tette. Ezen javaslatokat megfelelő időben illetékes helyekre eljuttatta.



fejleszthessék, a kísérleti bemutatásokra kellő mértékben felkészülhessenek és maradjon idejük tanulásra. Túlságosan leterhelik a tanárokat adminisztrációval, korrepetálással, a szülők meglátogatásával és egyebekkel. Ugyanakkor a múlthoz képest lefaragtak a tényleges szabadságidejükből. Mindezek csökkentik a tanárok felkészülési lehetőségeit, ennek a kihatása az ifjúság nevelésére nyilvánvaló.

Az ipar és a fizika fejlődése szoros kapcsolatban áll. Szükséges ezért iparunk helyzetével is foglalkozni.

Iparunk műszaki színvonala nagyon elmaradt. Ennek egyik oka a vezetés bürokratikus módszereiben található meg. Betegesen túlzott a centralizáció és ugyanakkor a centralizált hivatalok (minisztériumok) nem rendelkeznek megfelelő intézkedési joggal, nem urai saját területüknek. Ennek megfelelően hemzsegnek az élettől elszakadt utasítások. Miután a vezető hivatalokban mindenki keze meg van kötve, nem lehet szétválasztani a tehetséges és tehetetlen embereket. A minisztériumokban sok szakértelem nélküli ember húzódik meg. Sürgősen szükség van nagyméretű decentralizációra. A minisztériumokba a legjobb szakembereket kell tenni, akiket tényleges jogkörrel kell felruházni, meg kell szabadítani ezeket a papirosmunkától. Ily módon a jelenleginél lényegesen kisebb központi szervek tényleges irányítói tudnak lenni az üzemeknek. Ugyanakkor az üzemek vezetőit is a jelenleginél sokkal nagyobb önállósággal kell dolgozni hagyni.

Iparunk termelése nélkülözni kénytelen a modern termelési módokat. Országunk vezetői megelégedtek a termelés százalékos emelésével, az újítások serkentésére való állandó buzdításokkal. Sokat beszélünk a műszaki színvonal emeléséről, létrehoztuk a műszaki fejlesztési tanácsot, de vajmi kevés történik érdemileg.

Iparunk perspektívátlan helyzetén egyedül az ipari kutatások beindítása segíthet. Ezen a téren egyenesen bűnöket követtek el. Nagymúltú üzemi laboratóriumokat sorvasztottak el vagy szüntettek meg. A még fennálló ipari laboratóriumok döntő többsége csak rutinmunkát vagy sok esetben közvetlen termelőmunkát végez. Feltétlenül szükség van arra, hogy egyelőre a legnagyobb üzemeinkben a legtehetségesebb szakemberekből kutatórészleget szervezzenek. Ezekbe a laboratóriumokba a szükségnek megfelelően vegyenek fel különböző képesítésű szakembereket. (Például a Szovjetunióban az ipari kutatóintézetekben mindenütt megtalálhatók a fizikusok is.) Tegyük érdekeltté az üzemeket ilyen laboratóriumok létrehozásában és eredményeik felhasználásában. (Jelenleg épp az ellenkezője igaz.)

Az ipari kutatás elhanyagolása, sőt elsorvasztása olyan szűklátókörűség megnyilvánulása, mely nehéz helyzetbe hozta az országot. A kutatási munkák visszatartása miatt súlyos nyersanyag-helyzetünk ellenére lényegesen több anyagot kell felhasználnunk egy-egy berendezéshez, mint külföldön. Kiváló híradástechnikai, gyógyszeripari tradícióink és meglevő kitűnő szakembereink ellenére ezeken a területeken is megelőznek bennünket olyan országok, amelyek messze mögöttünk voltak. Nyersanyag-helyzetünk ellenére az ipar vezetői nem ismerték fel a műanyagipari kutatások jelentőségét. Mindezek és ehhez hasonló jelenségek miatt egyre nehezebb lesz külkereskedelmi helyzetünk.

Világszerte kialakult az ipari kutatás struktúrája. Erről számos cikk, könyv jelent meg külföldön, ezeket azonban nem használtuk fel iparunk fejlesztésénél. A kutatás eredményei a következő úton mehetnek át a gyakorlatba:

fizikai, kémiai stb. kutatóintézetek,  
ipari kutatóintézetek,  
iparági kutatóintézetek,  
üzemi laboratóriumok.

Az iparági kutatóintézetek az első két kategóriába tartozó távlati kutatások eredményeit felhasználva végzik munkájukat, és eredményeiket átadják az üzemi laboratóriumoknak, ahol kidolgozzák, hogy a helyi viszonyoknak megfelelően hogyan kell a kutatási eredményeket a termelésbe átvinni. Az üzemi laboratóriumok a kísérleti üzemükben a termékből elkészítik az első szériát és ennek alapján a legrészletesebb technológiai utasításokkal rendelkezve az üzem termelési kiesés nélkül hozzáfoghat az új termék gyártásához.

Ha nem akarunk végleg elmaradni, a legsürgősebben hozzá kell fogni az ipari kutatómunkák megindításához.

Igen fontos azonban, hogy mindezen kutatások végzéséhez a szükséges fizikuslétszám rendelkezésre álljon. A következő ötéves terv végrehajtásában azok a fizikusok fognak részt venni, akik jelenleg egyetemi hallgatók. Itt komoly nehézségekre kell rámutatni. Az utóbbi években az egyetemekre csak igen kis létszámú fizikust vettünk fel, ebből következik, hogy a következő években csak igen kevés fizikus fogja az egyetemet elhagyni. Ez olyan súlyos nehézségek elé állítja fizikai kutatásunk fejlesztését, amelynek következményei egyelőre beláthatatlanok és az igen korlátozott létszám miatt az elosztásnak kell majd nagy gonddal történnie, hogy megfelelő emberek jussanak a legfontosabb helyekre.

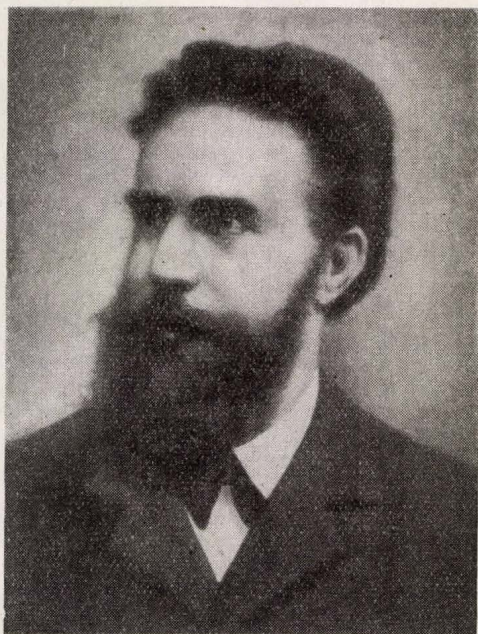


## A 60 éves röntgensugárzás

1955 novemberében múlt hatvan éve annak, hogy Wilhelm Conrad Röntgen, a würzburgi egyetem fizika professzora, felfedezte a róla elnevezett sugárzást. Ebből az alkalomból világosított megemlékeznek a nevezetes eseményről, amelyet következményei alapján joggal sorolhatunk a fizika történetének legjelentősebb felfedezései közé. Egy ilyen megemlékezés kíván lenni ez a cikk is, amelynek keretében áttekintjük a felfedezés körülményeit és közvetlen visszhangját, megvizsgáljuk, milyen következményei voltak a röntgensugárzás felfedezésének a tudomány és a technika különböző területein, sorra vesszük a röntgensugárzással kapcsolatban jelenleg folyó fontosabb kutatásokat és azok várható eredményeit, végül néhány szóban megemlékezünk a röntgensugárzás hazai vonatkozásairól is.

### I

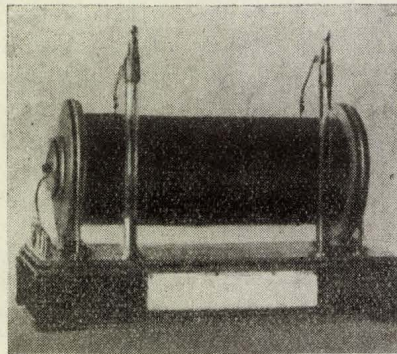
Magának a felfedezésnek a körülményeiről mindössze annyit tudunk, hogy 1895. nov. 8-án este az akkor 50 éves Röntgen (l. 1. ábra) a würz-



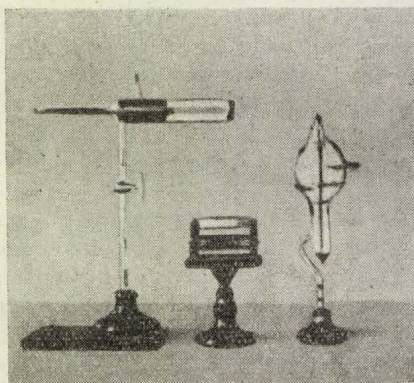
1. ábra. Wilhelm Conrad Röntgen.

burgi egyetem fizikai intézetében gázkisülési csövekkel kísérletezett. Feltehetően Lénárd híres katódsugár vizsgálatait akarta megismételni, mint olyan sokan mások abban a korban. Kísérleti berendezése nagyon egyszerű volt: egy áramforrás, egy Ruhmkorff-féle szikrainduktor, néhány Lénárd és Hittorf–Crookes rendszerű kisülési cső, báriumplatinocianiddal bevont fluoreszkáló ernyő és néhány fényképezőlemez (2. ábra). Utólag átgondolva a dolgot, nem egészen világos, miért próbálkozott Röntgen Hittorf–Crookes rendszerű csövekkel is, mikor a katódsugarak vizsgálatára a Lénárd-csövek sokkal alkalmasabbak. Mindjárt látni fogjuk azonban, hogy éppen ez az érthetetlen momentum döntő szerepet játszott a felfedezésben.

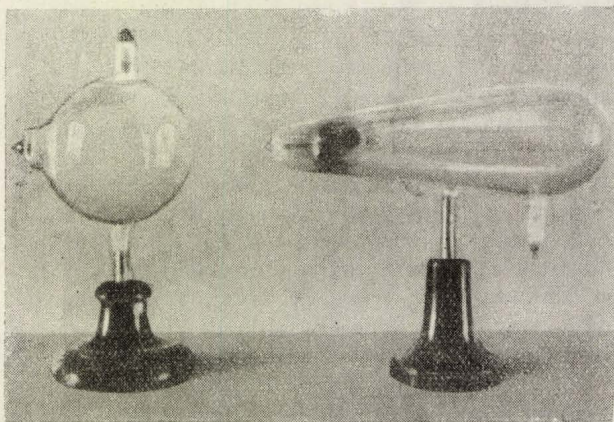
Az említett este ugyanis Röntgen egyszer csak arra lett figyelmes, hogy az egyik Hittorf–Crookes-cső közelében — amelyet Lénárd előírásaitól eltérően nem vett körül fémlamezzel, hanem egyszerűen csak fekete papírral takart le — az asztalon fekvő fluoreszkáló ernyő világít. Mivel a laboratóriumban a kísérletek alatt teljes sötétség volt, a fluoreszkálást csak valamilyen láthatatlan sugárzás kelthette. A kisülési csövet kikapcsolva a fluoreszkálás megszűnt, bekapcsoláskor ismét megjelent. Tehát a láthatatlan



a



b



c

2. ábra. Röntgen kísérleti eszközei. a) Ruhmkorff-féle szikrainduktor; b) Lénárd-csövek; c) Hittorf–Crookes-csövek. Az eszközök jelenleg a müncheni Deutsches Museumban vannak kiállítva.



sugarak a csőből indultak ki. A csőben keletkező katódsugarak azonban nem okozhatták a fluoreszkálást, mert azok Lénárd vizsgálatai szerint nem tudnak áthatolni a cső üvegfalán. Ha tehát Lénárd megfigyelései helytállóak, akkor fel kell tételezni, hogy a kisülési csőben a katódsugarak mellett még valamilyen másfajta, nagy áthatoló-képességű sugárzás is keletkezik.

Körülbelül ennyi történt nov. 8-án este, s utána Röntgen 8 hétre eltűnt a világ elől. Beköltözött a laboratóriumba, benn evett, benn aludt, s még legközelebbi munkatársai sem sejtették, mivel foglalkozik. Nyolc heti megfeszített munka után vizsgálatainak eredményeit „Előzetes közlések egy új sugárzásról” címen rövid cikkben foglalta össze, s a cikket 1895. dec. 28-án átadta közlésre a wüzburgi fizikus-orvos egyesület elnökének.

Mi van ebben a cikkben? Meglepően sok. Röntgen világosan felismeri, hogy a báriumplatino-cianid ernyő fluoreszkálását egy újfajta sugárzás okozza, amelyet jobb híján X-sugárzásnak nevez. A sugarak a kisülési cső üvegfalának arról a helyéről indulnak ki, ahová a katódsugarak beesnek. Ha a katódsugárnyalábot mágnessel eltéríti irányából, megváltozik az X-sugarak kiindulási helye is. X-sugarak azonban nemcsak az üvegfalról indulhatnak ki, hanem az útjukba helyezett bármely más tárgyból, például a csőbe tett fémlemezről is. A katódsugarakat lefékező anyagból az X-sugarak egyenes vonalban terjednek szét a tér minden irányában. Az útjukba helyezett anyagok egy része a sugárzás hatására fluoreszkál, a fényképezőlemez megfeketedik, a szemre azonban semmiféle hatással nincsenek. A látható fénynél tapasztalható törés, visszaverődés és elhajlás X-sugaraknál nem jelentkezik, csupán szóródás és elnyelés lép fel. A sugarak áthatolóképesége igen nagy, mégpedig annál könnyebben haladnak át egy anyagon, minél kisebb az anyag sűrűsége. A sugárzásnak ez a sajátossága a fotografiai hatással kombinálva igen érdekes felvételek készítését teszi lehetővé. Pl. kezünket téve a kisülési cső és a fényképezőlemez közé, a lemezen a csontok árnyképe jelenik meg, egy fadobozban levő súlysorozatot átvilágítva a lemezen csak a doboz belsejében levő nagy sűrűségű rézsúlyok árnyképe jelentkezik, stb. A nagy áthatolóképeség mellett az új sugaraknak a katódsugarakkal szemben legfontosabb jellegzetességük, hogy mágneses térrel nem lehet eltéríteni őket. A cikk végén Röntgen azt a feltevést kockáztatja meg, hogy az X-sugarak talán az elméletileg már korábban feltételezett longitudinális éterrezgések.

Mai szemmel nézve ezt a mindössze kb. hét oldal terjedelmű cikket, mindenekelőtt az a meglepő, hogy Röntgen az első 8 hét alatt nemcsak arról győződött meg, hogy újfajta sugárzást fedezett fel, hanem az új sugárzásnak úgyszólván minden lényeges sajátosságát megállapította. Mindössze a sugárzás törését, elhajlását, polarizálhatóságát, ionizáló képességét és biológiai hatását nem vette észre, valamint a folytonos és karakterisztikus

sugárzás között nem tudott különbséget tenni. A másik meglepő dolog, hogy milyen egyszerű eszközökkel dolgozott. Röntgen, aki középiskolai tanulmányait anyja szülőhazájában, egy holland kisváros gépészeti technikumában végezte, kiváló technikai érzékkel s nagy kezűgyességgel rendelkezett, s a 8 hetes vizsgálathoz szükséges kísérleti eszközök nagy részét maga készítette. Végül meglepő a cikk erősen kvalitatív jellege. Ezt maga Röntgen is érezhette, mert pl. az anyagok sűrűsége és a röntgensugarak áthatolóképesége közötti összefüggésről beszélve mentegetőzik, hogy nem lévén megfelelő fotométere, kvantitatív méréseket nem tudott végezni.

Mire az említett előzetes közlemény a wüzburgi fizikus-orvos egyesület nem túlságosan ismert vidéki folyóiratában 1896. január első hetében megjelent, a világ már tele volt a nagy felfedezés hírével, s Röntgen személye a világsajtó érdeklődésének középpontjában állott. Hát ez hogyan lehetséges? A magyarázat a következő. Röntgen első felvételeiből több barátjának küldött példányokat, köztük Exner bécsi egyetemi tanárnak is. Exner a felvételeket több kollegájának megmutatta, így a bécsi „Presse” című lap szerkesztője fiának is, aki azonnal tovább mesélte apjának, s az másnap, jan. 5-én beszámolt róla lapjában. A cikk óriás feltűnést keltett, jan. 6-án Dr. Jastrowitz már referált róla a berlini belgyógyász egyesületben, jan. 7-én és 8-án átvették a közleményt a német lapok, 8-án az angolok, s onnan aztán a hír szétfutott mindenfelé. Úgyannyira, hogy jan. 9-én a wüzburgi helyi lap is megemlékezett róla, kb. olyan formában, hogy „mint Londonból értesülünk, egyetemünk egyik professzora” stb.

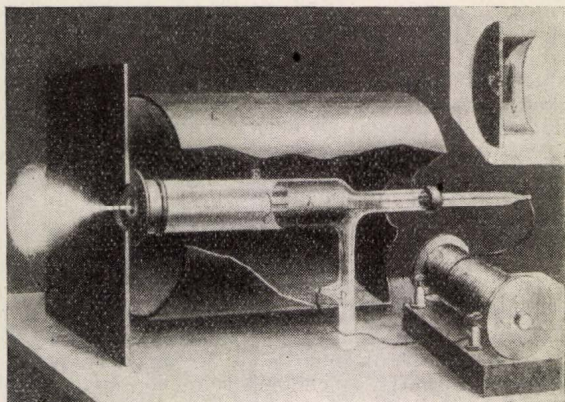
Hogyan reagált a világ ezekre a cikkekre? A cikke hangjából arra lehet következtetni, hogy az első benyomás világszerte az elképedés volt. A cikkírók nem győzik hangoztatni, hogy amit írnak az „nem humbug” (szórolszóra így írják), hanem neves tudósok birtokában levő felvételekkel igazolható tény. Mivel azonban kisülési csövekkel abban az időben minden valamire való laboratórium fel volt szerelve, a közölt eredmény valódiságáról napokon belül világszerte meggyőződtek, így a hitetlenkedés nem tartott sokáig. A másik érdekes dolog az, hogy a felfedezés orvosi jelentőségével — pontosabban a röntgenfelvételek diagnosztikai felhasználhatóságával — mindjárt kezdetben tisztában voltak. Az első cikkírók már teljesen reális képet festenek az itt felmerülő lehetőségekről. Ebben bizonyára nagy része volt annak is, hogy Röntgen első felvételeinek többsége a kéz csontjairól készült.

Az orvosok ezzel a maguk részére el is intézték a kérdést, s januártól kezdve a kórházakat egyre-másra szerelték fel kisülési csövekkel. A fizikusoknál már jóval zavarosabb volt a helyzet. A fizikusokat elsősorban az X-sugarak természete és a katódsugarakhoz való viszonya foglalkoztatta, amely utóbbiakról ezidőtájt még igen különböző elméletek voltak forgalomban. Ne feledjük el, hogy Thomson híres kísérletei, amelyek a katódsugarak természetét eldöntötték, még csak ezután következtek. Ilyen körülmények között nem csodálkozhatunk rajta, hogy ugyanabban a kisülési csőben egyidejűleg keletkező s egymáshoz sokban hasonló két-féle sugárzás között egyesek nem láttak elvi különbséget, s az X-sugarakat a szokottnál nagyobb áthatolóképeségű katódsugaraknak tekintették. Ezt a felfogást — talán bizonyos személyi hiúságtól is vezérelve — leghatározottabban Lénárd képviselte, aki még 1896 nyarán is több előadásban fejtette ki ama elméletét, hogy Röntgen X-sugarai végtelen nagy sebességű katódsugarak. Jóllehet Righi már 1896 elején bebizonyította, hogy az X-sugarak töltést nem szállítanak, Lénárd nagy személyné tekintélye folytán elmélete egy ideig még felszínen maradt, úgyannyira, hogy amikor az Angol



Királyi Társaság az 1896. évi Rumford érmet kiosztotta az év nagy tudományos felfedezéseinek jutalmazására, célszerűnek látta a kitüntetést Lénárd és Röntgen között megosztani, kifejezésre juttatván ezzel ama nézetét, hogy az X-sugarak azonosak Lénárd katódsugaraival.

Ezen azonban egyáltalán nem szabad csodálkoznunk. Lénárd — akiről ma már kevesen tudják, hogy



3. ábra. Lénárd-cső felépítése. A kép jobb felső sarkában a cső végét lezáró fémkupak az alumíniumfóliával (F) külön is fel van tüntetve.

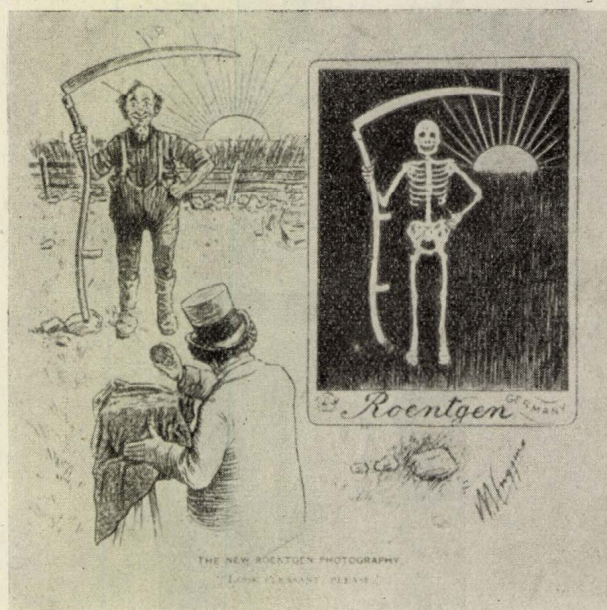
iskoláit Magyarországon végezte és 1886–1887-ben egy évig a budapesti tudományegyetem fizikai intézetében dolgozott Eötvös mellett — már 1891 óta behatóan foglalkozott katódsugarakkal. Számos nagyszerű kísérleti eredmény fűződött nevéhez, így nehéz volt elképzelni, hogy a katódsugár vizsgálatok terén újonc Röntgen mindjárt az első kísérleteinél valami gyökeresen új dolgot talált volna, ami Lénárd és a katódsugarakkal foglalkozó száz-száz más kutató figyelmét elkerülte. Pedig mégis így volt, s ez jórészt annak köszönhető, hogy Röntgen első kísérleteinél nem ragaszkodott Lénárd előírásaihoz, hanem megfelelő felszerelés hiányában kissé egyszerűsítette a berendezést.

Lénárd vizsgálataihoz fémházba burkolt kisülési csövet használt (3. ábra), amelynek végét vastag fémkupak zárta le, úgyhogy a katódsugarak csak a kupak közepén levő kis alumínium ablakon keresztül léphettek ki a csőből. A fém-burkolattal Lénárd a külső zavarokat igyekezett távoltartani, tehát tulajdonképpen egy Faraday-kalitkát épített a cső köré. Ezzel azonban lehetetlenné tette, hogy a viszonylag gyenge X-sugárzás oldalt kilépjen a csőből, és hatása kinn észrevehető legyen. Persze az alumínium ablakon át a katódsugarakkal együtt X-sugarak is léptek ki a csőből — ezért mért Lénárd a katódsugarak áthatolóképességére a valóságosnál nagyobb értéket — a kétféle sugárzást azonban nem tudta szétválasztani. Ez talán kissé meglepően hangzik, hiszen tudjuk, hogy a katódsugarakat a mágnes eltéríti, az X-sugarakat viszont nem. Igen ám, csak hogy Lénárd a mágnessel mindig a kisülési csőben térítette el katódsugarakat, miáltal azok nem az ablakra futottak fel, hanem oldalt a csőfalra, az ott keletkező röntgensugarak viszont éppoly kevésbé tudtak kijutni a csőből, mint a katódsugarak. Így a kétféle sugárzás mindig egyszerre jelentkezett és egyszerre is tűnt el. A két-

féle sugárzást csakis úgy lehetett volna szétválasztani, ha a mágnessel a csővön kívül hajlítják el a katódsugár nyálábot, amikor is az X-sugarak hatása megmaradt volna. Erre azonban érdekes módon nem gondolt. Ez mindenkinek csak utólag jutott eszébe.

Röntgen felfedezése után egyszerre sok kutató rájött, hogy ő is észlelt már kisülési csőveknél olyan jelenséget, amit X-sugarak okoztak, s ebből kiindulva többen próbáltak prioritási igényeket támasztani Röntgennel szemben. Crookes pl. aki hosszú évekig foglalkozott kisülési csővekkel, visszaemlékezett rá, hogy a kisülési csővek fényjelenségeinek fényképezésénél több ízben erős fátyolt talált a lemezein, amit a lemezek gyártási hibájának tulajdonított, s reklamációt jelentett be a gyárnál. Rengeteg hasonló esetet lehetne felsorolni, a kisülési csővekkel foglalkozó kutatók jórészenek volt egy-egy ilyen története.

Ennyi talán elég a szakemberek állásfoglalásáról, lássuk most, mint reagált a nagy eseményre a korabeli társadalom. A közönség nem sokat törődött a tudósok vitáival, Röntgen nevét szárnyra kapta a hír, s az X-sugárzás 1896-ban egész éven át az érdeklődés előterében maradt. A legnépszerűbb újság, folyóirat, beszélgetési és élelődési téma volt. (l. 4. ábra). Mi volt az oka ennek a nagy népszerűségnek? Az egyik ok mindenesetre az emberek ösztönös kíváncsisága. Az emberek fantáziáját főleg az ragadta meg, hogy az új sugarak segítségével látni lehet olyan dolgokat, amelyeket közönségesen nem lehet látni. Az 1896. év egyik legkeresettebb iparcikke a fluoroszkóp nevű készülék lett, amellyel kisülési cső birtokában kiki kedvére nézegethette kezének csontjait. Számos szabadalom bejelentés történt e tárgyban (5. ábra).



4. ábra. Röntgenkarikatúra a „Life” c. folyóirat 1896. febr. 27-i számából. A kép aláírása: Az új röntgen fényképezés. „Tessék mosolyogni”.

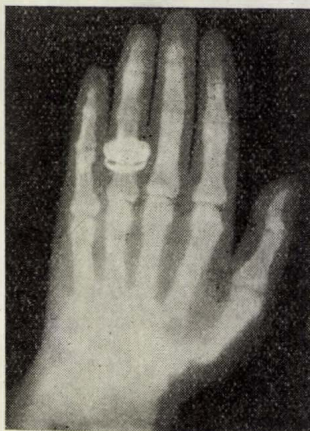
Röntgen ily módon egy csapásra híres ember lett. Az eldugott kis wüzburgi folyóiratnak Röntgen cikkét tartalmazó száma rövideken öt kiadást ért meg, s a későbbi kiadásokon már feltűnő piros szalagos felírás hirdette, hogy a kiadvány öt nyelven kapható. Közben Röntgen maga igen visszavonultan élt, s lehetőleg tartózkodott minden nyilvános szerepléstől. Terhére volt a nagy nép-



szerűség, a laboratóriumát elárasztó kíváncsiskodók zavarták a kutatómunkában. Január 13-án ugyan II. Vilmos határozott kívánságára tartott egy bemutatót a német császári udvarban, de már az országgyűlés hasonló meghívását visszautasította, s felfedezéséről mindössze egyetlen nyilvános előadáson számolt be, 1896. jan. 23-án a wüzburgi fizikus-orvos egyesületben. Az előadásnak igen nagy sikere volt, s mikor a végén



5. ábra. Fluoroszkópok 1896-ból. A felső a Spies—Thompson-féle, az alsó az Edison—McIntyre-féle konstrukció.



6. ábra. Röntgenfelvétel Koelliker wüzburgi anatómus professzor kezéről.

demonstráció keretében felvételt készített Koelliker anatómus professzor kezéről (l. 6. ábra), a könnyekig meghatott öreg tudós javaslatára az ülés egyhangú lelkesedéssel elhatározta, hogy az X-sugarakat ezután

röntgensugaraknak fogják nevezni. Ez az elnevezés világszerte el is terjedt, angol nyelvterületen azonban nehéz kiejtése miatt kezdetből fogva idegenkedtek tőle, s a tradícióra hivatkozva később visszatértek a Röntgen által eredetileg használt rövidebb X-sugarak elnevezéséhez.

Maga Röntgen még két további cikket írt az új sugárzásról, az egyik 1896-ban, a másik 1897-ben jelent meg. Ezekben kimutatja a sugárzás ionizáló hatását, tovább finomítja és újabb kísérletekkel támasztja alá első megfigyeléseit, jelentősen fejleszti a röntgensugárzást előállító kisülési csöveket, s megteremti a hidegkatódos röntgenső klasszikus típusát. Közben az új sugárzással foglalkozó cikkek száma lavinaszerűen feldagad. Csupán 1896-ban több mint 1000 könyv és folyóirat cikk jelenik meg a röntgensugárzásról, nem számítva a népszerű újságcikkeket. Ez az akkor példátlan publikáció szám meggyőzően mutatja, mennyire megérett az idő a felfedezésre. Persze mutatja azt is, hogy a múlt század végén a kísérleti fizikai kutatás korszerű problémáinak vizsgálata is viszonylag olyan minimális apparatúrát igényelt, hogy az új vizsgálatokat hamarosan a világ minden táján meg lehetett ismételni. Napjainkban ez már sajnos nem mondható el. Ami e nagy cikktérlem érdemi részét illeti, túlnyomó többségük nem állta ki az idők próbáját. Röntgen említett 3 cikkén túlmenő eredményeket fizikai vonatkozásban nem igen mutattak fel.

A következő években azonban egyre többen kapcsolódtak be a vizsgálatokba, s ezáltal az új sugárzásra vonatkozó ismereteink rohamosan bővültek. Az újabb vizsgálatok mindenben igazolták Röntgen alapvető megállapításait. A katódsugarakról kiderült, hogy gyorsan mozgó töltött részecskékből — elektronokból — állnak, míg a röntgensugarak elektromágneses hullámoknak bizonyultak, amelyek a látható fénytől csak abban különböznek, hogy jóval kisebb a hullámhosszuk. A későbbiek során sikerült a röntgensugarak törését, polarizációját, elhajlását és biológiai hatását is kimutatni, azonkívül rájöttek, hogy a katódsugarak lefékeződésekor tulajdonképpen kétféle röntgensugárzás keletkezik: az egyik a folytonos, a másik a fékező anyagra jellemző, s diszkrét vonalakkal álló karakterisztikus röntgensugárzás stb. Ezeknek a már közismert tényeknek a részletezésével nem kívánok foglalkozni, csak arra szeretnék röviden rámutatni, hogy az elmúlt 60 évben milyen szerepe volt a röntgensugárzásnak a tudomány és technika fejlődésében.

## II.

1. Mindenekelőtt a röntgensugárzással kapcsolatos vizsgálatok tették lehetővé az elemek periódusos rendszerének szilárd alapra helyezését. Ismeretes, hogy Mengyelejev a periódusos rendszert eredetileg az elemek atomsúlya alapján építette fel. Az így felállított rendszerben azonban nem mindig azonos tulajdonságú elemek kerültek egy csoportba (helyesebben egy oszlopba, egymás alá), ezért a sorrendet helyenként meg kellett változtatni. Azonkívül nem lehetett pontosan tudni, hol vannak a rendszerben hiányok. Különösen nehéz volt a helyzet a kémiai igen hasonló sajátosságú ritka földfémek besorolásánál.

1913/14-ben azonban Moseley felfedezte, hogy az elemek karakterisztikus röntgenspektrumai teljesen analóg felépítésűek, s a spektrumok homolog vonalainál a frekvencia négyzetgyöke arányos ( $Z - \sigma$ -val, ahol  $Z$  az elemre jellemző egészszám,  $\sigma$  pedig a vonalfajtára jellemző konstans érték. A továbbiakban az is kiderült, hogy a Moseley-törvény alapján az egyes elemekhez egyér-



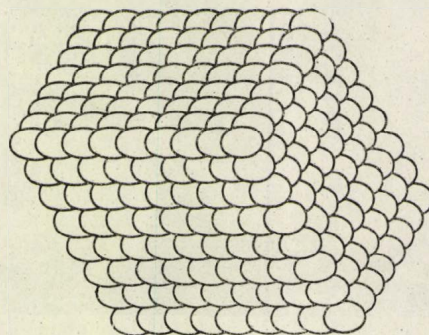
telmően hozzárendelhető egész szám tulajdonképpen az elem sorszáma a periódusos rendszerben, az úgynevezett rendszám. Ily módon a karakterisztikus röntgenspektrum alapján nemcsak a már ismert elemeket sikerült a periódusos rendszerbe egyértelműen besorolni, hanem a hiányzó elemek számát és helyét is meg lehetett állapítani, sőt sajátásaikra is lehetett következtetni. Végül a Moseley-törvény mindjárt egy gyakorlati módszert adott az elemek identifikálására is. A magyar származású Hevesy pl. de Costerrel együtt a karakterisztikus röntgenspektrum alapján fedezte fel a hafniumot.

Hevesy módszerét azóta fluoreszcencia röntgen analízis néven a gyakorlatban kiterjedten használják, mégpedig nemcsak identifikálási célokra, hanem kvantitatív röntgenkémiai analízisre is. Nagy rendszámú anyagok — elsősorban fémek ill. ötvözetek — kvantitatív analízisének a röntgen fluoreszcencia analízis sok esetben előnyösebb az egyéb analitikai vagy spektroszkópiai módszereknél. Az optikai spektroszkópiával szemben pl. nagy előnye, hogy a kiértékelése egyszerűbb, s az alkotóelemek százalékos arányát pontosabban adja, hátránya viszont, hogy kevésbé érzékeny, így pusztán nyomokban jelenlevő szennyezések kimutatására nem használható. Hevesy módszerét az utóbbi években az ugyancsak magyar származású Hámos Lajos jelentősen továbbfejlesztette, amennyiben fókuszáló kristályreflektorral kombinálva alkalmazásátette igen kis mennyiségű anyagminták kvantitatív analízisére, tehát mikroanalízisre is. A fluoreszcencia röntgen analízis külföldön a nehéziparban igen elterjedt, nálunk sajnos eddig még nem próbálkoztak vele.

2. *Röntgen vizsgálatokon nyugszik a fizikai alapállandók mérésének egész rendszere*, s így végső elemzésben minden fizikai mérés is. A fizikai alapállandók élén ma a Loschmidt-szám vagy más néven Avogadro-szám áll, a többi alapállandó jórészt ebből származtatják le. A Loschmidt-szám jelenleg használt legpontosabb értékét öt kristály (mészpát, kősó, KCl, LiF és gyémánt) röntgendiffrakciós módszerekkel mért elemi cella térfogatából, sűrűségéből és molekulasúlyából számították az  $N = M/\rho V$  formula alapján. ( $N$  a Loschmidt-szám,  $M$  a molekulasúly,  $\rho$  a sűrűség,  $V$  az elemi cella térfogata.) Itt jegyzem meg, hogy mivel az  $N$  meghatározásához használt természetes kristályok (elsősorban a mészpát és a kősó) mindig tartalmaznak némi természetes szennyezést, az  $N$  értékében — s így a belőle leszármaztatható fizikai alapállandók értékében is — feltehetően nagyobb bizonytalanság van, mint amekkorát a ma elérhető mérési pontosság mellett tiszta anyagok esetén meg lehetne engedni. A Loschmidt-szám felhasználásával számítják ki a hidrogénatom, a proton és a neutron tömegét, valamint a Faraday konstans kimérése alapján az elektron töltésének, az  $e$ -nek az értékét is. Ez az  $e$  érték ugyanis jóval pontosabb, mint ami a Millikan-módszerből adódik. Végül a Planck-féle hatás-

kvantum meghatározásának egyik legpontosabb módszere a folytonos röntgensugárzás határhullámhosszából számított  $h/e$  mérésen alapul.

3. *Döntő szerepe volt a röntgensugárzásnak a szilárd anyagok szerkezetének tisztázásában is.* Pl. a fémek karakterisztikus röntgenspektruma L-abszorpciós élének finomszerkezetéből fontoskövetkeztetéseket lehetett levonni a fémek elektron-szerkezetére, s ezzel kísérletileg lehetett igazolni, hogy a fémek szabad elektronjai a Fermi-Dirac statisztikát követik. Azután a röntgensugaraknak kristályrácsra való elhajlásából és interferenciá-



7. ábra. A mészpát kristály felépítése Huyghens 1690-ben megjelent *Traité de la lumière* c. munkája nyomán.

jából következtetni lehetett a szilárd testek túlnyomó többségét kitevő kristályos anyagok felépítésére, az atomok elrendezésére, a kötéstávolságokra és kötéstípusokra stb. Ezek a röntgen finomszerkezet vizsgálat néven ismert vizsgálatok azóta mind a fundamentális szilárd anyag vizsgálatban, mind a gyakorlati ipari anyagvizsgálatban igen nagy jelentőségre tettek szert, úgy hogy röntgen finomszerkezet vizsgálat nélkül korszerű anyagvizsgáló laboratórium ma el sem képzelhető. Ennek részleteire most nem szándékozom kitérni, de történeti megemlékezésről lévén szó egy tényre szeretném felhívni a figyelmet.

Amikor Laue, Friedrich és Knipping 1912-ben a röntgensugaraknak kristályrácsra való elhajlását kísérletileg kimutatták, és ezzel mind a röntgensugarak hullámtermészetét, mind pedig a kristályoknak atomokból való periodikus felépítését egyszerre igazolták, a mineralógusok siettek rámutatni, hogy ők ezt már a XVIII. században sejtették. Hivatkozásul Haüy francia mineralógus rajzaira utalnak, aki a kristályokat egybevágó elemi testecskék periodikus ismétlődéséből előálló képződményeknek tekintette. Megfelelkeznek viszont róla, hogy a fizikusok már 100 évvel korábban ilyen nézeten voltak. Ennek igazolására vessük egybe a 7. és 8. ábrát. A 7. ábrán Huyghens holland fizikus 1690-ben megjelent *Traité de la lumière* c. optikájának egy rajza látható, amely a mészpát kettős törését azzal magyarázza, hogy a mészpát egybevágó ellipszoidok periodikus ismétlődéséből épül fel. A 8. ábra viszont Wyckoff-nak egy 1949. évi elektronmikroszkóp felvétele a dohány nekrozis vírus egykristályáról. A felvételen világosan láthatók a kristályt felépítő közel gömbalakú vírusrészecskék, szinte azt lehetne gondolni, hogy az előbbi ábrát ennek alapján rajzolták.

4. A röntgensugaraknak nemcsak a fizikai alapállandók mérésében van döntő szerepük,



hanem más anyagi állandók kimérése is sok esetben előnyösebben vagy pontosabban végezhető röntgen módszerekkel. A röntgen finomszerkezet vizsgálat pl. módot nyújt az anyagok atom ill. molekulaszúlyának, sűrűségének, hőtágulásának, rugalmas állandóinak mérésére; a fémekben megmunkálás során fellépő kitüntetett orientációknak, a rekrisztallizációs jelenségeknek, visz-



8. ábra. Wyckoff elektronmikroszkóp felvétele dohány-nekrózis vírus egykristályról.

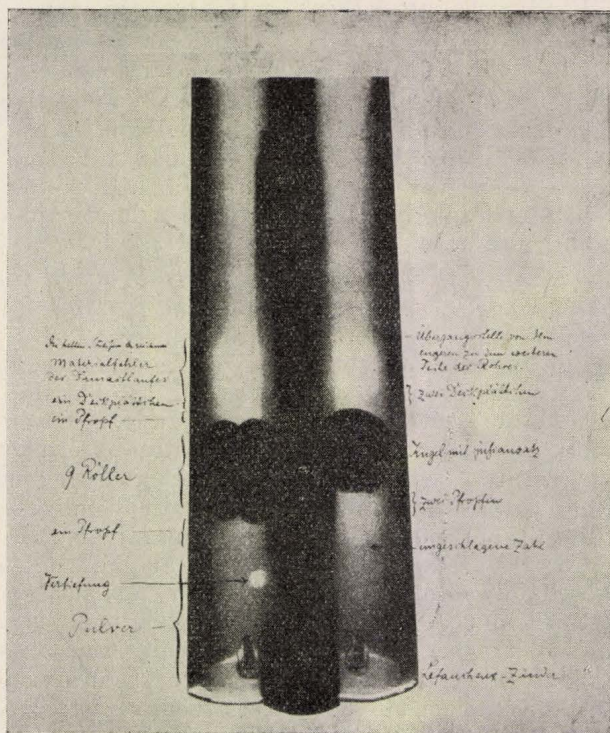
szamaradó belső feszültségeknek, szennyezéseknek, plasztikus és elasztikus deformációknak, diszlokációknak, öregedési és fáradási jelenségeknek, ötvözetek fázisviszonyainak, szilárd oldatoknak és szuperstrukturáknak tanulmányozására; anyagok identifikálására, kvalitatív és kvantitatív fázis analízisre (ez más, mint az előbb említett fluoreszcencia analízis!) stb.

5. Utóbbi alkalmazások már átvisznek bennünket a gyakorlati élet, az ipar és a technika területére, ahol mindezekon kívül igen nagy jelentőséggel bír a röntgensugaraknak belső üregek, zárványok, repedések felkutatására, tehát öntési, hegesztési stb. hibák kimutatására való felhasználása. A röntgenvizsgálatnak ez az ága a gyakorlatban *röntgen defektoszkópia* vagy *röntgen durvaszerkezet vizsgálat* néven ismeretes. Ez lényegében ugyanolyan elven alapul, mint az orvosi diagnosztikában szereplő átvilágítás, csak emberi test helyett általában fémtárgyakat világítanak át a röntgensugarakkal, s fémekről lévén szó nagyobb áthatolóképességű, keményebb röntgensugarakat használnak. Érdekes, hogy a kezdő lépést itt is Röntgen tette meg, aki 1896 nyarán röntgenfelvételt készített a vadászpuskájáról (l. 9. ábra). A felvételen Röntgen egy sötétebb foltot talált, amit azzal magyarázott, hogy a cső fala ott ki volt kopva, s így ott könnyebben átment rajta a sugárzás. Erre az orvosi röntgen átvilágítás után megindult az ipari röntgen átvilágítás is.

6. Végül röviden meg kell emlékeznünk a, *röntgensugarak biológiai hatásának gyakorlati felhasználásáról, a röntgenterápiáról* is. Említettük,

hogy ezt a hatást Röntgen még nem észlelte, ami a későbbiekben igen sajnálatos következményekkel járt, mert a hosszú lappangási idejű, s nagysokára megmutatkozó röntgensérülések később tömegével szedték áldozataikat a gyanutlan kutatók köréből. Amikor 1936-ban Hamburgban felállították a tudomány és az emberiség szolgálatában mártírhálált halt röntgenológusok és radiológusok emlékművét, 15 nemzet 169 kutatójának nevét kellett felírni rá. Köztük dr. Hazwarth Jenő orvos, budapesti egyetemi tanárát is. Mihelyt azonban a sugárzás biológiai hatása nyilvánvalóvá vált, nemcsak az ellene való védekezésre dolgoztak ki hatásos módszereket, hanem módot találtak a biológiai hatás terápiai felhasználására is, mégpedig elsősorban a rosszindulatú daganatok gyógyítása terén.

Ezzel kapcsolatban érdekes megemlíteni, hogy maga Röntgen, aki talán legtöbbet foglalkozott a sugárzással, semmiféle sugársérülést nem szenvedett, s 78 éves kort ért meg a legjobb egészségben. Ennek a különös jelenségnek az a magyarázata, hogy Röntgen öntudatlanul is kitűnően megvédte magát. A Lénárd által használt árnyékolást ugyanis ő is átvette, csak hogy ő nem a kisülési csövet, hanem a regisztráló készüléket árnyékolta



9. ábra. Röntgen felvétele a vadászpuskájáról. A kép két oldalán Röntgen sajátkezű feljegyzései láthatók.

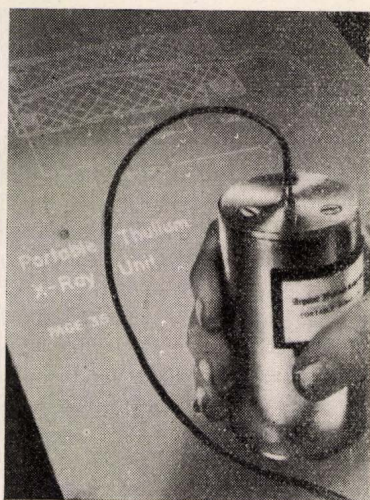
le, s azt tette bele egy Faraday-kalitrába. Ez a kalitka cinklemezekből összeépített tekintélyes nagyságú fülke volt, amelynek a kisülési cső felé eső falát még ólommal is kibélelte, s csak egy kis ablakot hagyott rajta a sugárzás számára. Ebben a fülkében végezte összes vizsgálatait, mondhatnánk a legkorszerűbb egészségügyi előírásoknak megfelelő feltételek mellett.



### III.

Miután a múltat nagy vonásokban áttekintettük, nézzük meg röviden, milyen főbb problémákra irányulnak a jelenkori röntgenvizsgálatok, s mik a fejlődés kilátásai. Jelenleg igen sok érdekes vizsgálat folyik a röntgenspektroszkópia területén. Ide tartoznak mindegyiknél a kozmikus eredetű röntgensugaraknak — pl. a napkorona lágy röntgensugárzásának — a tanulmányozása; a mezon befogás folytán létrejövő atomrendszerek röntgenspektrumának vizsgálata; a pozitív töltésű elemi részek (protonok, deuteronok, alfa-részek) fékezési röntgenspektrumának vizsgálata; a többszörös ionizált atomok röntgenspektrumában jelentkező szatellit vonalak és az Auger-átmenetek tanulmányozása stb. Hely hiányában ezekkel a továbbiakkban nem kívánok foglalkozni, ehelyett inkább néhány olyan problémát szeretnék kiragadni, amely általánosabb érdeklődésre tarthat számot, ill. amely a röntgensugarak gyakorlati felhasználása szempontjából is jelentőséggel bír.

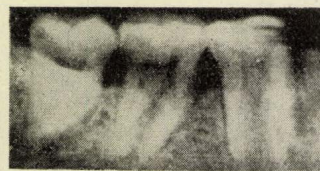
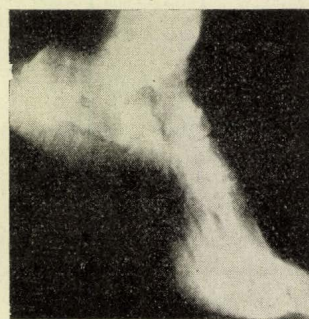
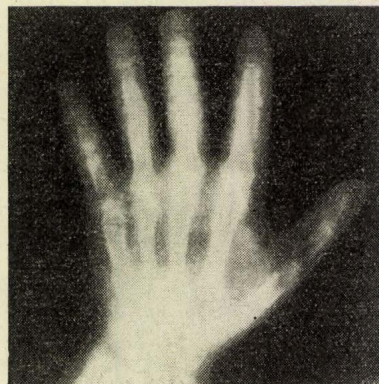
1. Kezdjük röntgensugárzás gerjesztése terén elért eredményekkel. Itt az utóbbi években három téren történt jelentős haladás: az egyik, a radioaktív izotópok felhasználása röntgen sugárforrásként, a másik, az igen kemény röntgensugarak előállítása részecskegyorsítókkal (Van de Graaff-generátor, betatron, lineáris gyorsító stb.), végül a harmadik, a mikrofókuszos röntgenső.



10. ábra. Thulium izotópos röntgenkészülék.

A máglyatechnika térhódításával párhuzamosan évek óta folyt a kutatás olyan  $\gamma$ -sugárzással bomló radioaktív izotópok után, amelyek felezési ideje nem túl rövid, s  $\gamma$ -sugárzásának hullámhossza a röntgen tartományba esik. Az első komoly sikert az ipari durva szerkezet vizsgálatnál érték el, ahol nagyobb méretű fémtárgyak átvilágítására már évek óta sikeresen használják a hosszú felezési idejű  $\text{Co}^{60}$  izotópot, újabban pedig a 129 napos felezési idejű  $\text{Tl}^{170}$ -ben sikerült végre diagnosztikai átvilágításokra alkalmas lágyabb sugárzású radioaktív izotópot találni. A  $\text{Tl}^{170}$  sugárzásának keménysége kb. 100 kV-on működtetett röntgenső sugárzásának felel meg. A 10. ábrán látható thulium izotópos röntgenkészülék súlya 3,1 kg, dózisteljesítménye közvet-

lenül a készülék fala mellett 75 mr/h. A 11. ábrán néhány ezzel a készülékkel készített röntgenfelvétel látható. A mai fejlett röntgenfelvételi technika szemszögéből nézve ezek a felvételek elég primitívek, ezért nem valószínű, hogy az új izotóp kiszorítja a forgalomból a röntgensőveket. Viszont mivel igen kis méretű, és



11. ábra. Röntgenfelvételek thulium izotópos röntgenkészülékkel.

áramforrás nem kell hozzá, szükségmegoldásnak kiválóan alkalmas. Jelenleg főleg katonai célokra gyártják.

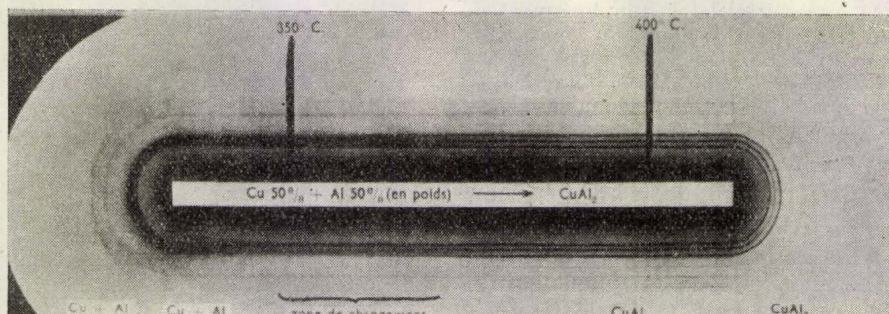
A másik korszerű röntgensugár gerjesztési mód a részecske gyorsítókkal — elsősorban betatronokkal — való gerjesztés. Az így kapott több tíz MeV-os igen kemény röntgensugarakkal egészen nagyméretű fémtárgyak átvilágítása is lehetővé vált, ezért felhasználásuk a fémfeldolgozó iparban egyre terjed, azonkívül fontos szerepet kaptak az orvosi gyakorlatban is.

Végül a harmadik igen fontos újdonság a röntgensugárzás gerjesztésében a mikrofókuszos röntgenső. Ennél a csónél az izzószálból kilépő elektronokat elektronlencsével az anód felületének néhány tíz  $\mu$  átmérőjű darabjára fókuszálják. Így



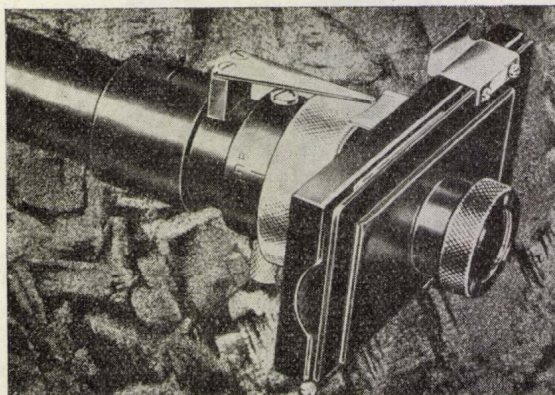
gyakorlatilag pontszerűnek tekinthető röntgen sugárforrást lehet előállítani. A pontszerű sugárforrásnak a gyakorlatban két szempontból van óriási jelentősége. Egyrészt az ilyen csövekkel rendkívüli módon meg lehet növelni a felbontóképességet mind a durva, mind a finomszerkezet vizsgálatnál, másrészt a kis fókuszolt folytán igen meg lehet növelni az antikatódba betáplált fajlagos teljesítményt és vele a röntgensugárzás intenzitását is. Míg a közönséges finomszerkezet-

a film haladási irányában párhuzamos vonalakká húzódtak szét. A filmszalagra egy írókészülék állandóan jegyezte a hőmérsékletet, és így a vonalak eltolódásából szépen meg lehetett figyelni, hogyan megy végbe időben egy eredetileg többé-kevésbé rendezetlen szerkezetnek jól definiált kristályos struktúrává való átalakulása. A mikrofokuszos röntgenső lehetőséget ad rá, hogy ilyen természetű vizsgálatokat röntgensugarakkal is végezzünk.



12. ábra. Réz-alumínium ötvözetek melegítés hatására bekövetkező rendeződésének folyamatos regisztrálása elektrondiffraktógráffal.

vizsgáló röntgensöveknél az antikatódba betáplált fajlagos teljesítmény réz antikatód esetén kb.  $100 \text{ W/mm}^2$ , addig mikrofokuszos csőnél a  $8\text{--}10 \text{ ezer W/mm}^2$ -t is eléri, s persze ilyen irányban nő a röntgensugárzás intenzitása, ill. ilyen arányban csökken az expozíciós idő is. Ez azt jelenti, hogy egy normálisan 2 óráig tartó finomszerkezet vizsgálati röntgen felvételt mikrofokuszos csővel kb. 1 perc alatt lehet elkészí-



13. ábra. Oldalirányban billenthető filmtartó kazetta sztereo mikroröntgenfelvételek készítésére.

teni, s ráadásul az 1 perces felvételnek sokkal nagyobb a felbontó képessége. A Cu  $K_\alpha$  dublett pl. már  $\theta = 24^\circ$ -os elhajlási szögnél szétválik, míg normális csöveknél csak  $\theta = 70^\circ$  felett.

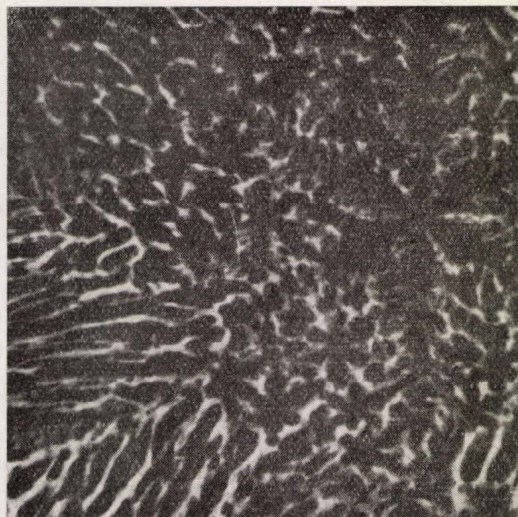
A mikrofokuszos röntgenső azonban nemcsak azért előnyös, mert gyorsabban és pontosabban lehet megoldani vele a közönséges röntgensövekkel is elvégezhető feladatokat, hanem egészen új

területeket nyit meg a röntgenvizsgálatok előtt. Így a mikrofokuszos csővel lehetővé válik az anyagszerkezet változásainak tanulmányozása a fókuszolttal összemérhető tartományokban, tehát pl. textura vagy rácsszerkezet változásokat már néhány mikronon belül lehet vele detektálni. Azonkívül az igen rövid expozíciós idő miatt valószínűleg meg lehet majd vele oldani a kinematográfiai röntgenfinomszerkezet vizsgálatot, vagyis a fázis- és szerkezetváltozások időbeli lefolyásának gyakorlatilag folyamatos regisztrálását, amit az elektron diffraktógráfnál már sikerült megoldani. Hogy pontosan miről van szó, azt talán legegyszerűbb egy ábrával szemléltetni. A 12. ábrán látható felvételek elektron diffraktógráffal készültek folyamatosan melegített réz-alumínium ötvözetekről. Felvétel közben a filmet lassan mozgatták az elhajlított elektronnyalábokra merőleges irányban, miáltal a Debye-Scherrer gyűrűk

Végül a mikrofokuszos röntgenső komoly impulzust adott a röntgen mikroszkóp fejlődésének. Mi az a röntgen mikroszkóp? Napjainkban ezzel a szóval több különböző elven alapuló készüléket jelölnek, amelyek egyetlen közös vonása az, hogy működésük röntgensugarak felhasználásával kapcsolatos, és lehetővé teszik mikroszkópi tárgyak látószögének megnövelését. A röntgen mikroszkóp legegyszerűbb típusánál a vizsgálandó anyagmintából vékony lemezkét készítenek, azt szorosan ráhelyezik a röntgenfilmre, és az egészet röntgensugárzással világítják át (l. 13. ábra). Ily módon a röntgenfilmre az anyagminta kontakt röntgenképe másolódik át, amelyet optikai úton fel lehet nagyítani. Finomszemcsés filmet használva ezidő szerint kb. 400-szoros hasznos nagyítást lehet ily módon elérni. A filmtartó kazetta mind-

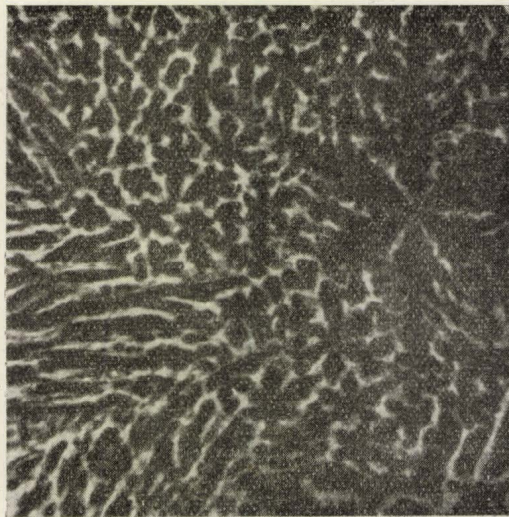


járt úgy van kiképezve, hogy az anyagmintáról kissé elforgatott helyzetben egy második felvétel is készíthető, s a két kép felnagyítás után sztereonézőben együtt szemlélhető (l. 14. ábra). Egy ilyen sztereo mikrofelvételnek már a puszta vizuális kiértékelése is igen értékes, s optikai fémmikroszkópokkal el nem érhető információkat szolgáltat.



a fényerő csökkenése folytán feleslegesen növeli az expozíciós időt.

Az ilyen röntgenmikroszkópoknak az optikai és elektronmikroszkópokkal szemben igen nagy előnyük, hogy a röntgensugarak nagy áthatóképessége folytán fényre és elektronokra átlátszatlan tárgyak is vizsgálhatók velük, azonkívül



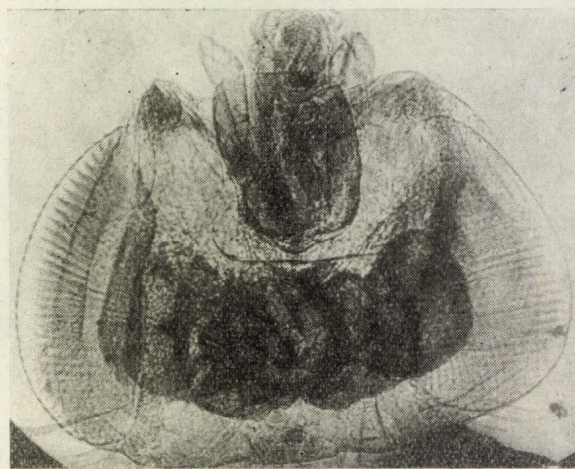
14. ábra. Sztereo mikroröntgenfelvétel CdBi ötvözetéről (40-szeres nagyítás).

Nagy előnye azonkívül, hogy ötvözeteknél módot ad egyrészt az egyes komponensek topográfiai eloszlásának, másrészt a százalékarányának meghatározására, tehát kvantitatív mikroanalízisre is. Ehhez csupán az kell, hogy az anyagmintáról két felvételt készítsünk, két különböző hullámhosszúságú monokromatikus röntgen nyalábbal, amelyek közül egyiknek a hullámhossza a vizsgált komponens abszorpciós élénél nagyobb, a másiké kisebb, akkor az illető komponensnek megfelelő helyek a két képen feltűnően különböző árnyalatúak lesznek, s így eloszlásuk megállapítható. Az eljárást az újabb irodalomban *röntgen mikrográfia* vagy *mikroradiográfia* néven emlegetik, gyakorlati alkalmazása különösen fémek és ötvözetek szerkezetének vizsgálatában rohamosan terjed.

A mikroradiográfia technikáját a mikrofókuszos röntgenszó térhódítása annyiban vitte előbbre, hogy a pontszerű fényforrás folytán lehetővé vált az anyagminta és a film térbeli szétválasztása, s ezáltal közvetlen geometriai nagyítás elérése anélkül, hogy a felbontóképesség csökkennék, s így a kép elmosódnék (l. 15. ábra). A legújabb hírek szerint ezzel a módszerrel már 1500-szorosra sikerült növelni a röntgenmikroszkóp hasznos nagyítását, érteve ezalatt a közvetlen röntgennagyítás és az utána következő optikai nagyítás szorzatát. Itt jegyzem meg, hogy magát a közvetlen röntgen nagyítást csak addig érdemes fokozni, ameddig azt a szemcseméret megszabta optikai nagyítás megkívánja. A további röntgennagyítás ugyanis

mivel nem kell hozzájuk vákuum, segítségükkel élő szervezetek belső szerveinek működése *in vivo* tanulmányozható.

Mindezek a mikroszkópok persze kevés hason-

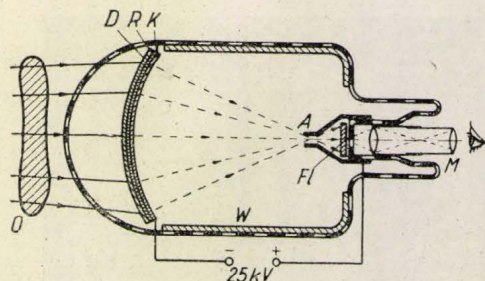


15. ábra. Röntgenmikroszkóp felvétel Drosophila fejről.

lóságot mutatnak az optikai mikroszkópokhoz, ahol megszoktuk, hogy a vizsgált tárgyból kiinduló divergens sugarakat törés vagy visszaverődés útján képpé egyesítjük. Vajon ilyen mikroszkópra a röntgensugaraknál nincs lehetőség? Jelenleg ezen a téren is folynak próbálkozások, mégpedig mivel a röntgensugarakra minden anyag törésmutatója közel egységnyi, az ilyen *röntgenmikroszkópban* a

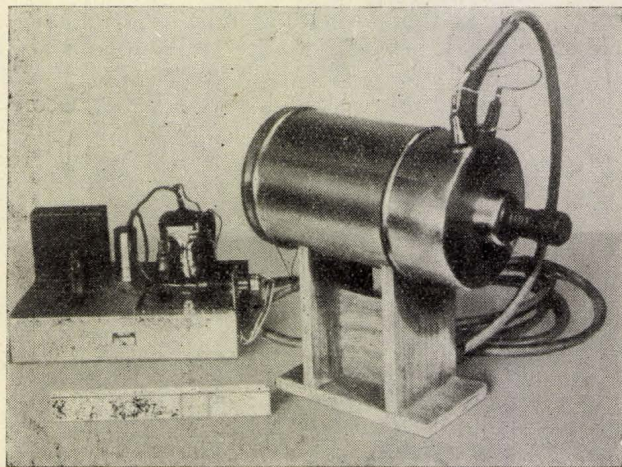


sugarakat a fénymikroszkópoktól eltérően pusztán visszaverődés útján próbálják egyesíteni. Elvileg erre két lehetőség van: az egyik monokromatikus röntgensugaraknak a Bragg-feltételt kielégítő szögben való reflektáltatása megfelelően csiszolt egykristály felületekről, a másik a totál-reflexió jelenségének felhasználása. Ezek közül



16. ábra. Röntgenkép felerősítése televíziós képporthikonon. Vázlat.

az elsőnek az a baja, hogy a Bragg-szögben a beeső röntgensugaraknak alig 2–3%-a reflektálódik, s így a kép még megfelelő görbületűre hajlított kristályreflektorok esetén is nagyon fényszegény. A totális reflexiónál viszont az a baj, hogy közel egységnyi törésmutató miatt a röntgensugarakat majdnem érintőlegesen kell a reflektáló felületre



17. ábra. Képporthikonos röntgenkép erősítő.

beejteni. Az ilyen súrlódó beesésnél egyrészt igen nagy a nyalábnak a reflektáló felület optikai tengelyével bezárt szöge, s emiatt sok a leképezési hiba másrészt a súrlódó beesés olyan komoly feltételeket támaszt a reflektáló felületek simaságával szemben, aminek megvalósítása, de még az ellenőrzése is a határán van a jelenlegi technikai lehetőségeknek. Ezért az ilyenfajta röntgenmikroszkópok egyelőre még nem lépték át a kutatólaboratóriumok küszöbét, így gyors elterjedésük nem várható.

Igen erősen terjed viszont egy másik röntgenmikroszkóp fajtának, az úgynevezett *kéthullámú*

*mikroszkópnak* a használata. Ez alatt egy olyan készüléket értenek, amellyel kristályrácsok röntgen elhajlási képéből optikai úton — tehát látható fénnyel — elő lehet állítani vetületben az atomelrendezés optikai képét.

2. Döntő átalakulások történtek a *röntgensugárzás regisztrálásának módjában* is az utóbbi években. Mind az orvosi diagnosztikában, mind az ipari durvaszerkezet vizsgálatában — sőt legújabbban a finomszerkezet vizsgálatban és a röntgenmikroszkópiában is — egyre nagyobb tért hódít egyrészt a *röntgenkép elektronikus erősítése*, másrészt televíziós vétele, ill. továbbítása. Az egyik ilyen megoldásnál a röntgenképet egy televíziós képfelvévő cső — egy képporthikon — mozaikkatódjával egybeépített fluoreszkáló ernyőre veszik fel. A mozaik katódból kilépő elektronokat elektromos térrel felgyorsítják, majd egy másik kisebb fluoreszkáló ernyőre ejtik be, s az azon megjelenő képet mikroszkóppal szemlélik (l. 16. és 17. ábra). Ezzel a módszerrel a kép fényessége az eredetinek 1000-szeresére növelhető, ami egyrészt lehetővé teszi a diagnosztikai röntgendózis erőteljes csökkentését, s ezzel a beteg egészségének kímélését, másrészt kíméli az orvost is, mert nem kell szembe állnia röntgensóval, s így nem kapja állandóan szembe a röntgennyalábot.

A módszer újabb változatainál a képporthikon által vett képet nemcsak felerősítik, hanem meg is nagyítják, s így lehetővé teszik olyan finom részletek tanulmányozását is, amelyek nagyítás nélkül nem volnának észrevehetőek. Innen már csak egy lépés a televíziós vevő és a röntgenmikroszkóp kombinációja, s ma már valóban folynak ilyen kísérletek is. Sőt a televíziós technikát kezdik bevezetni az ipari durvaszerkezet vizsgálatnál is. A 18. ábrán pl. egy betatronnal átvilágított gép röntgenképének televíziós regisztrálását látjuk. Ez az eljárás az említettektől abban különbözik, hogy itt a vizsgált objektumok átmenő röntgensugarak először egy talliummal aktivált nagyméretű NaJ egykristályra esnek, amely a röntgensugarak hatására szcintillál, s ez a fény esik be a televíziós készülék vevőcsővére. Az ábrán látott berendezésnek az az előnye az ipari átvilágításban használt eddigi eljárásokkal szemben, hogy lehetővé teszi mozgó gépek üzemkészen történő röntgenvizsgálatát, mégpedig minden veszély nélkül, mert a vevőkészülék ernyője akárhol elhelyezhető. Betatron ehhez csak akkor kell, ha nagyobb egységet akarunk átvilágítani, maga az elv bármilyen más röntgen sugárforrásnál is alkalmazható.

Az elektronikus erősítéssel, ill. televíziós vétellel egyébként eredményes próbálkozások folynak a röntgen finomszerkezet vizsgálatban is, főleg egykristályok helyes beállítását igyekeznek meggyorsítani vele.

A röntgen finomszerkezet vizsgálatban használt detektorok területén azonban a televíziós vételtől függetlenül is nagy átalakulások vannak. A G. M. cső jóformán még el sem terjedt, máris kezdi



kiszorítani a *proporcionális számláló*, amely kisebb alapja, nagyobb stabilitása, hosszabb élettartama és végül energia megkülönböztető képessége miatt mindenképpen előnyben van vele szemben, sőt újabban egyre terjed a *szcintillációs számláló* használata is. Utóbbiaknak a finomszerkezet vizsgálat szempontjából az a nagy előnyük, hogy csak a kis szcintilláló kristályt kell közvetlenül az elhajlított röntgennyaláb útjában elhelyezni, utána a látható fény, megfelelő fényvezetővel, görbe pályán is vezethető, s így lehetővé válik a hátsó reflexiók vizsgálata is, amire a G. M. cső és a proporcionális számláló nem nyújtanak lehetőséget. Komoly előrehaladás történt továbbá a *fotokonduktív kristályok*-nak (CdS, ZnS és gyémánt) röntgendetektorként való felhasználása terén is. A CdS kristálycellákat terápiai röntgendózisok mérésére máris kiterjedten használják, finomszerkezet vizsgálati alkalmazásuk azonban ez idő szerint még laboratóriumi stádiumban van. A fotokonduktív röntgendetektorok fő előnye, hogy nem kell hozzájuk elektronikus erősítés, s így a költséges mellékberendezések elesnek.

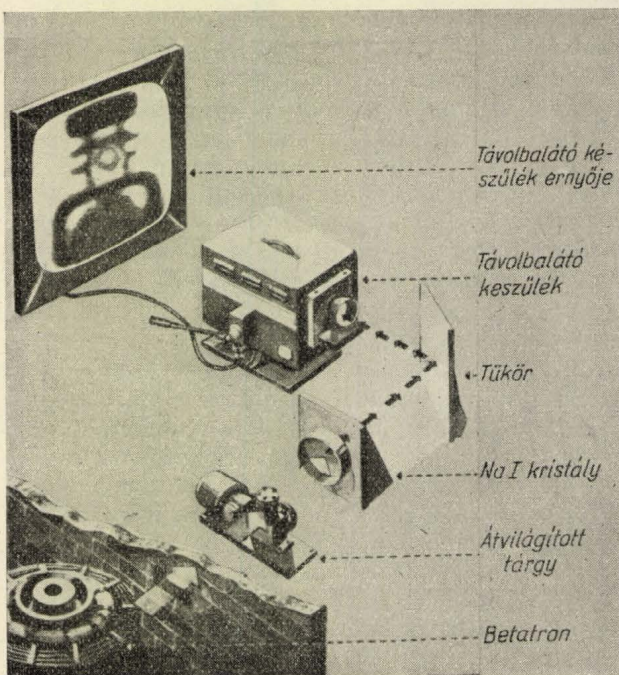
3. Ennyit az eszközökről és módszerekről. Lássuk most az *elért eredményeket*. Csak két területre szeretnék röviden kitérni: az egyik a finomszerkezet vizsgálat, a másik a sugárzás és az anyag kölcsönhatása.

A *finomszerkezet vizsgálat* legújabb állapotát egyrészt a felderített szerkezetek számának rohamos növekedése jellemzi — számuk ma már megközelíti a 10 000-et —, másrészt a vizsgálatoknak egyre bonyolultabb szerkezetekre való kiterjesztése. A fejlődés csúcspontját jelenleg a B<sub>12</sub> vitamin, a haemoglobin és a deoxyribonukleáz nevű magfehérje területén elért eredmények jelentik. Ez utóbbi döntő fontosságú anyagnak a szerkezete kezd annyira konkrét formát ölteni, hogy már megindultak a spekulációk az anyag duplikációs mechanizmusának szerkezeti alapon való magyarázatára, aminek kihatásai a sejtosztódás megértése szempontjából nagy jelentőségűek lehetnek.

További jellegzetessége a jelenleg folyó finomszerkezet vizsgálatoknak, hogy lassan kezdenek kijutni az adatgyűjtő stádiumból, s komoly kezdeményezések történnek az anyagok szerkezetének és fizikai, kémiai, sőt biológiai sajátosságainak összhangba hozatalára. Ma már nemcsak olyasmikről lehet beszélni, mint kémiai kötés és mechanikai szilárdság kapcsolata, hanem kutatási terület pl. az atomelrendezés és narkotizáló hatás, vagy az elektronszerkezet és carcinogenesis stb. kapcsolatai is.

A harmadik fontos jellegzetesség, hogy az ideális tökéletes kristályszerkezetek mellett — főleg az anyagok mechanikai sajátosságainak értelmezésénél — egyre fontosabb szerep jut a kisméretű szennyezések, rácsrendezetlenségek, rácshibák, deformációk — szóval az ideálistól való mindenféle apró eltérések — vizsgálatának. Kiderült

ugyanis, hogy az anyagok fizikai viselkedése sok esetben nagyobb mértékben függ ezektől a változásoktól, mint az ideális szerkezettől. Nincs kizárva, hogy a későbbiekben hasonló meglepetések érnek bennünket majd a biológiai objektumok sajátosságainak vizsgálatánál is. Végül a negyedik érdekessége az újabb finomszerkezet kutatásoknak, hogy ismét megelégnültek a hosszú ideig eléggé elhanyagolt elektron finomszerkezet vizsgálatok, legújabbban pedig az atommáglyák rohamos szaporodása folytán egyre erőteljesebben fejlődnek a neutron finomszerkezet vizsgálatok is.



18. ábra. Üzemben levő gépek folyamatos röntgenvizsgálata.

Ami végül a *sugárzó energia és az anyag kölcsönhatását* illeti (s itt most már célszerű nemcsak a röntgensugárzás, hanem az elektron- sőt nukleon-sugárzások hatását is figyelembe venni) ezen a téren jelenleg igen széleskörű és nagyon részletes adatgyűjtő munka folyik. Maga a kölcsönhatás mint elemi aktus szilárd anyagoknál két különböző természetű folyamatra bontható: az egyik a szilárd anyag atomjainak a rácspontokból való kimozdítása, vagyis lényegében rácsrendezetlenségek létrehozása, a másik az atomok, ill. molekulák gerjesztése és ionizációja. Mármint aszerint, hogy e kétféle folyamat közül melyik a fontosabb a makroszkópiusan észlelhető változások szempontjából, a kölcsönhatásokat két kategóriába soroljuk. Fémeknél és a szerves anyagok túlnyomó többségénél az első fajta kölcsönhatás, vagyis a sugárzás által okozott rácsrendezetlenség a döntő, míg a molekularácscsal bíró szerves anyagoknál a második.

Fémeknél és jó vezetőknél az ionizációnak érthető módon nincs különösebb szerepe, mert itt



az ionizáció folytán előálló töltésettolódások vezetés révén azonnal kiegyenlítődnek. Félvezetők-nél és szigetelőknél viszont az ionizációs effektus is figyelembe veendő, mert az ionizáció folytán kiváltott elektronok a rács hibahelyein könnyen befogódnak, s így maradandó változásokat okoznak. Mivel egy atomnak a rácsból való kimozdításához mindössze 25–30 eV energia szükséges, érthető, hogy nagy energiájú sugárzásokkal igen jelentős változásokat lehet létrehozni az anyagok fizikai és kémiai sajátásaiban. Példaképpen megemlítem, hogy  $n$ -típusú germániumot nukleonokkal besugározva át lehet alakítani  $p$ -típusú félvezetővé, más anyagoknál viszont a mechanikai sajátosságokat tudják nukleon-besugárzással egészen drasztikusan megváltoztatni. Ma még talán utópia arra gondolni, hogy a jövőben a sugárkezelés éppen olyan mindennapos technológiai folyamat lesz, mint pl. ma az edzés, a fejlődés azonban ebbe az irányba mutat. Itt jegyzem meg, hogy a sugárzás hatására létrejövő rácsrendezetlenséget a magyar származású Wigner Jenő után sokan Wigner-effektusnak nevezik.

A molekulárcsal bíró szerves anyagoknál a sugárzó energia zöme gerjesztésre és ionizációra fordítódik, s ennek eredményeképpen az anyagokban különböző kémiai átalakulások mennek végbe. Ennek megfelelően a kölcsönhatások eme csoportjának vizsgálatát a rádiokémia tárgykörébe sorolják. A rádiokémiai vizsgálatok eredményeivel s azok gyakorlati felhasználhatóságával kapcsolatban kb. ugyanazokat mondhatjuk, mint a sugárzások hatására létrejövő rácsrendezetlenségekkel kapcsolatban. Itt is egyre szaporodik a gyakorlatilag hasznosítható kísérleti tapasztalatok száma. Kiderült pl., hogy besugárzással kitűnően lehet gumit vulkanizálni, s az eljárás annyira gazdaságos, hogy egyes gyárak már üzemi méretekben végzik. Ismeretes azután sok olyan érdekes eredmény, amelynek egyelőre nincs még gyakorlati alkalmazása. Ebbe a kategóriába tartoznak pl. a polietilénen végzett sugárzási vizsgálatok. Ebben az anyagban sugárzás hatására keresztkötések létesülnek, s az anyag tetszés szerinti deformáció után hőkezelés hatására mindig visszanyeri azt az alakot, amelyben a besugárzást kapta. Azt mondhatjuk tehát, hogy a sugárzással „memória effektust” sikerült benne kelteni.

Végül a biológiai rendszerekben végbemenő sugárzás-anyag kölcsönhatásokkal ismét egy külön tudományág, a radiobiológia foglalkozik. A primér effektust tekintve az itt vizsgált kölcsönhatások a rádiokémiai kölcsönhatásokhoz hasonlóan szintén gerjesztés és ionizáció jellegűek. A különbség csak az, hogy a kölcsönhatás primér produktumai itt nem egyetlen jól definiált anyaggal, hanem egymással bonyolult funkcionális kapcsolatban levő anyagok egész tömegével, egy egész biológiai rendszerrel lépnek kölcsönhatásba, s ennek megfelelően a hatásmechanizmus tisztázása lényegesen bonyolultabb mint a rádiokémiában. A kutató munka jelenleg itt is adatgyűjtő stádiumban van, két

tekintetben azonban máris érdekes távlatokat nyit meg a jövő számára.

Az egyik ilyen terület a sejtek, ill. egész biológiai rendszerek sugárérzékenységének vizsgálata, ahol a kutatók egyrészt azt próbálják tisztázni, hogy a sugársérüléseket mennyiben lehet egyes enzimszerek működésének megzavarására visszavezetni, másrészt azon dolgoznak, hogyan lehet a sugársérüléseket akár megfelelő preventív kezeléssel, akár utólagos terápiával megszüntetni. Mára több olyan vegyszer ismeretes (thiokarbamid, glutathion, paraaminopropiophenon stb.), amelyek főleg előzetesen adagolva alkalmasak a sugárzások káros hatásának mérséklésére. Egyelőre ugyan még nem tartunk ott, hogy a sugársérülések vegyszeres gyógyításáról lehetne beszélni, de ez ma már nem tekinthető utópiának.

A másik érdekes ága a radiobiológiának a sugárzás által okozott öröklődő változások — a mutációk — valamint embriókon sugárzás folytán létrejövő fejlődési rendellenességek tanulmányozása. Ami az utóbbi területet illeti, ezek a kutatások egyelőre inkább csak fantasztikus torzszülötteket produkálnak. Pontosan tabellálva van, hány napos patkány embriónál milyen dózissal lehet az agyvelő fejlődését úgy irányítani, hogy az kívülről nőjön rá a koponyára, hogyan lehet szem nélküli embriókat létrehozni stb. Sok használható eredmény ezekből a vizsgálatokból még nem született, de elképzelhető, hogy az ember természetátalakító tervében, új állatfajok kialakításában esetleg a sugárbiológiai eredmények is szerephez fognak jutni. Művelése mindenesetre addig is kíváncsú, márcsak a máglyák és a radioaktív izotópok szaporodásával együttjáró — legalábbis lokális — sugárzás szint növekedés várható következményeinek felbecsülése miatt is.

#### IV.

Befejezésül még a *hazai röntgenvizsgálatokról* kellene néhány szót szólni. Visszatekintve az elmúlt 60 évre, azt mondhatjuk, hogy az indulás nem volt rossz. Klupathy Jenő a Matematikai és Fizikai Társulatban már 1896. jan. 16-án — tehát egy héttel Röntgen említett würzburgi előadása előtt — beszámolt a röntgensugarakkal végzett vizsgálatairól, melyeket pusztán újságközlemények nyomán kezdett el a budapesti tudományegyetem fizikai intézetében. Az előadást szokatlanul nagyszámú közönség hallgatta végig, az elnöklő Eötvös Loránd megnyitójában meg is jegyezte, hogy Röntgen professzor kísérleteinek híre olyanokat is elhozott az egyesületbe, akik máskor nem látogatták az előadásokat. A Természettudományi Közlöny 1896. januári számában Wartha Vince rövid ismertetést ír az új sugárzásról, s a cikkben közöl egy röntgenfelvételt is, amelyet Eötvös saját kezéről készített (l. 19. ábra). Ugyanebben az évben Strausz Ármin a Természettudományi Közlönyben beszámol a



röntgensugarak keltésével kapcsolatos kísérleti vizsgálatairól, s több érdekes megfigyelésről tesz említést. Sajnos a biztató kezdet után nem minden területen jött megfelelő folytatás.

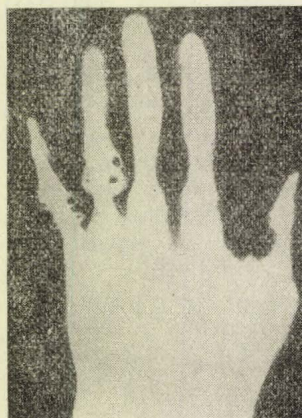
Viszonylag orvosi vonalon volt legjobb a helyzet, ahol mind a röntgendiagnosztika, mind a röntgenterápia hamar meghonosodott, s a kifejezetten rutinvizsgálatok mellett több területen sikerült nemzetközileg is számottevő eredményeket felmutatni. Ide tartoznak elsősorban a rétegröntgen felvételi eljárás, azonkívül a mellkas, illetve tüdőrontgen vizsgálatok terén elért eredmények. A röntgensugárzás orvosi alkalmazásainak elterjedését nagyban elősegítette a röntgenkészülékek hazai gyártásának megindulása. Ma már röntgenkészülék gyártásunk fedezi a hazai szükségletet.

A durvaszerkezet vizsgálat terén valamivel rosszabb a helyzet, amennyiben durvaszerkezet vizsgáló röntgenkészülékeink száma iparüzemeink számához viszonyítva elég kevés. Mindenesetre azonban ez a technika már meghonosodott az üzemi gyakorlatban, s öntési, hegesztési stb. hibák kimutatására több helyen előnyösen használják.

A legrosszabb a helyzet a fundamentális kutatás és a röntgen finomszerkezet vizsgálat gyakorlati alkalmazásai területén. Ez annál szomorúbb mivel a vizsgálatok előbbrevitelében külföldön több hazánkfia komoly érdemeket szerzett, s itthon sem volt hiány példamutató kezdeményezésekben. A külföldön dolgozók közül a már felsoroltakon kívül okvetlenül meg kell emlékezni Polányiról, aki a polikristályos anyagok röntgen textúra vizsgálatát kezdeményezte, s az egykristály vizsgálatok terén is alapvető eredményeket ért el. Itthon Császár Elemér, Orbán György és Bozóky László a dózismérés terén fejtettek ki értékes kutatómunkát, Náray-Szabó István pedig munkatársaival (Sasvári Kálmán, Neugebauer Jenő, Pócza Jenő) 1931 és 1939 között több szervesetlen kristály szerkezetét határozta meg, s az elméleti kristálykémia terén szerzett érdemeket. Sasvári Kálmán és Papp György az elektron-sokszorozónak röntgen intenzitásmérésre való felhasználása terén folytattak úttörő vizsgálatokat stb.

Lássuk ezekután mi a helyzet ma nálunk a röntgen finomszerkezet vizsgálat területén. Jellemzősül csak néhány adatot szeretnék felsorakoztatni, s hogy legyen mihez mérni helyzetünket, egybevetem ezeket a szomszédos Csehszlovákia megfelelő adataival. Budapesten, az Eötvös Loránd Tudományegyetem hat kémiai intézetében jelenleg nincsen egyetlen finomszerkezet vizsgáló röntgen készülék sem, de ugyancsak nincs a veszprémi és a miskolci Műszaki Egyetemeken sem. Nagyüzemeink közül eddig egyetlen egynek van saját röntgen finomszerkezetvizsgáló készüléke, másik kettő most gondol a beszerzésére. Ugyanakkor Csehszlovákiában a röntgen finomszerkezet vizsgálattal foglalkozó kutatók száma meghaladja a 200-at, de ezt is kevésnek tartják, ezért 60-as

létszámú tanfolyamokon képeznek mérnökökből, fizikusokból és kémikusokból utánpótlást. A vizsgálatok eszköz szükségletének biztosítására megkezdtek a finomszerkezet vizsgáló röntgenkészülékek és csövek gyártását, az üzembenlevő röntgen finomszerkezet vizsgáló készülék száma jóval meghaladja a 100-at. A készülékek és kutatók zöme közvetlenül az iparban van foglalkoztatva, munkájuk koordinálása, ill. szakmai irányítása megfelelő kutatóintézetek útján fizikus vonalon



19. ábra. Röntgenfelvétel Eötvös Loránd kezéről.

történik, s a káderutánpótlást legújabbban már az egyetemi képzés is biztosítja.

Ezekhez nem kell kommentár. Fel kell azonban vetnünk ezzel kapcsolatban a kérdést: miért nem tudott a fejlett iparú országokban általánosan elterjedt röntgen finomszerkezet vizsgálat nálunk a gyakorlatban tért hódítani. Azt hiszem ennek egyik oka egy véletlen coincenciával kombinált fáziskésés. A röntgen finomszerkezet vizsgálat világszerte a 30-as évek második felében ment át az üzemi gyakorlatba, s mire ez megfelelő fáziskéséssel hozzánk megérkezett, kitört a második világháború. A felszabadulás után ugyan több dicséretes kezdeményezés történt ennek az elhanyagolt területnek az életrekeltesére, sajnos azonban részint a kutatók magárautaltsága, részint az eszközök elégtelensége miatt 10 év alatt nem sikerült egyetlen korszerűen felszerelt röntgen finomszerkezet vizsgáló laboratóriumot sem létrehozni. A meglevő röntgen finomszerkezet vizsgáló készülékek száma egyrészt nagyon kevés, másrészt mindegyik igen korlátolt teljesítőképességű, s lényegében csak egyszerűbb rutin feladatok végzésére alkalmas.

A másik ok sok ipari szakemberünk más területeken is tapasztalható idegenkedése a komolyabb felkészültséget igénylő újabb vizsgálati eljárásoktól. Ez egyébként nemcsak hazai jelenség. Hume Rothery pl. azt írja az „Elektronok, atomok, fémek” c. kis könyvecskéjének előszavában, hogy az angol kohászokat is elég körülményes az újabb elméletekkel és módszerekkel megbarátkoztatni. Persze vannak még egyéb gátló körülmények is,



kétségtelenül megnehezíti pl. a fejlődést, hogy hazai gyártás hiányában a röntgen finomszerkezet vizsgálathoz szükséges eszközöket import útján kell beszerezniük stb. Mindenesetre elmaradásunk felszámolására több fronton történik próbálkozás, így remélhető, hogy mire 1962-ben a röntgen finomszerkezet vizsgálat megindulásának 50.

évfordulóját ünnepeljük, akkorra már nálunk is elfoglalja helyét az eredményesen művelt, korszerű kutatási ágak és anyagvizsgáló eljárások között.

Sándor Endre

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Fizikai Intézete

## A tudományos dolgozók nevelése\*

A tudományos dolgozó akár tanít, akár az elméleti vagy kísérleti tudományok, vagy pedig a tudomány műszaki alkalmazása területén dolgozik, elvárja, sőt megköveteli, hogy a közösségekben különleges előjogokat élvezzen. Különleges segítséget kap önképzéséhez, különleges benedezések állnak rendelkezésére és mentes az olyan természetű munka alól, amely nem felel meg hajlamainak, egyszóval igen jelentékenymérvű szabadsággal rendelkezik. A szabadság alapvető emberi jog, de ezt a jogot minden egyes embernek az ehhez tartozó egyéni felelősség lelkiismeretes vállalásával kell kiérdemelnie. Ha a szabadság alapvető jog, a becsületes munka alapvető felelősség. A tudományos kutatónak szigorúan kell ragaszkodnia a valósághoz, — már amit ő valóságnak tart, — a tudomány előbbrevitelét kell szolgálnia, hozzá kell járulnia az emberi értelem színvonalának emeléséhez. A technológusnak olyan mértékben amennyire erre csak képes, kell az élet anyagi színvonalának böles módon való emeléséhez hozzájárulnia, ez azonban szükséges, de önmagában nem elégséges lépés a szellemi, értelmi, esztétikai, erkölcsi és lelki élet színvonalának emeléséhez. Ha a tudományos dolgozót csak tanították, de nem megfelelően nevelték, akkor a saját szakterületén elért képzése és szakértelme igen komoly korlátokat szabhat a közösség szempontjából való hasznosságának. A saját szakterülete iránti érdeklődése és lelkesedése oda vezethet, hogy túlságosan él, sőt visszaél különleges szakképzettségével. Például az én saját területemen, az elektronika tudományában elektronikus megoldásokat alkalmaz, nem azért mert ez a megoldáshoz vezető leggazdaságosabb és legalkalmasabb út, hanem azért, mert ez érdekes és szórakoztató számára.

Előfordulhat, hogy fontos problémák elől türelmetlenül elzárkózik, mert azok nem alkalmasak a saját, megszokott módszerei által történő megoldásokhoz. Előfordulhat, hogy sok fontos problémától elszigeteli magát, mert azokat túl egyszerűnek tartja. Sőt beleeshet a leg súlyosabb hibába is, ha úgy vélekedik, hogy a tudás egyszerűsége is jelent.

A tudományos dolgozó semmiesetre sem szakember a hónapnak mind a 720 órájában. Állam-

polgári kötelességei és felelősségei is vannak. Erre bizonyos szempontból jobban, más szempontból pedig az átlagpolgárnál kevésbé rátermett. Jobb a képessége, annyiban, hogy gondolkodásmódja rendszerezett, a megfigyelésnek, a dolgok felmérésének, osztályozásának, elemzésének és értelmes összegezésének eszközeit épp úgy alkalmazza állampolgári feladatainál, mint munkájában.

Nem szereti és nem bízik a találgatásokban „előérzetekben”, leegyszerűsítésekben és „varázslatokban”. Precedens helyett bizonyítékok után kutat, dogmák helyett ésszerű magyarázatokat keres. Tanulmányai közben szigorú gondolatmenetet sajátított el, tehát nézetei tárgyilagosa-bak és függetlenebbek lehetnek az átlagpolgárénál, jobban tudja megítélni a közvetlenül járható út akadályait.

De az átlagpolgárnál rosszabb lehet egynemely tekintetben, mert eszméinek és hipotéziseinek tudományos világa, túlságosan leegyszerűsített világ, megzavarhatja, akadályozhatja a dolgoknak látszólagos ésszerűtlen volta, amely abból a tényből ered, hogy a mindennapi élet nem egymástól jól elválasztható, kölcsönösen független változókból áll!

Mily módon válasszuk ki és neveljük tudományos dolgozóinkat, hogy azok ezen ellentétes tényezőket a legjobban tudják felhasználni? Először is, az a jó tudományos dolgozó, aki saját akaratából választja e pályát. Ha nem érez magában bizonyos mértékű „hivatottságot”, hanem inkább lenne tudományos dolgozó, mint bármi más, ha a tudomány nem lenne szenvedély is, szórakozás is számára, akkor nem tartozhatnék a legkiválóbb tudományos dolgozók közé. A tudományt szolgáló ezen belső ösztönzés viszont bár igen kíváncsú, de nem elegendő. Sokan szeretnék a tudományos pályát választani, sokan igen kíváncsúnak és vonzóknak találják a tudományos munkát, de nem rendelkeznek azzal az értelmi és erkölcsi adottsággal, hogy a tudomány szigorú fegyelmének alávetessék magukat.

Ezért azok közül, akik hivatottnak érzik magukat, olyanokat választunk ki, akik minden valószínűség szerint megállják helyüket, ezeket megtanítjuk a szakmájukra. Ha mérnökök akarnak lenni, akkor elsősorban jó fizikusokat nevelnek belőlük. Azt tapasztaltam, hogy nehéz dolog

\* Elhangzott a Tudományos Munkások Világszövetsége III. Közgyűlése alkalmából rendezett előadás keretében 1953 szept 15-én.



meglehetősen jó mérnökökből, jó fizikusokat nevelni, viszont a legtöbb esetben meglehetősen jó fizikusokból, jó mérnököket lehet nevelni. Sőt azt állítanám, hogy a jó vegyész, a jó mérnököt vagy a jó fiziológust úgy oktattam, hogy először jó fizikust nevelnék belőlük. Nem szükséges Önöknek a fizikusok tanulmányainak speciális részéről beszélnem, ezzel tisztában vannak. De igen sok dolog van, amit a fizikusnak tudnia kell. Meg kell tanulnia, hogyan kell tanulni. El kell sajátítani azt a képességet, hogy megtanulja azokat a dolgokat, amelyekre mindig kell emlékeznie, és másik értékes tulajdonsága az kell, hogy legyen, hogy meg tudja találni és fel tudja használni az irodalomból azokat a dolgokat, amelyekről csak azt kell tudnia, hogy megtalálhatók és *hol* találhatók meg.

Most vissza szeretnék térni egy olyan tárgyra, mely a Világszövetség üléseinek vitái során sokat foglalkoztatott. Mégpedig arra, hogy a tudományos dolgozónak meg kell tanulnia értékelni és bizalmatlannak lenni a szavakkal szemben. Meg kell tanulnia, hogy még kizárólagos tudományos tevékenységében is több baj származhat abból, ha két ember bizonyos fokig különböző értelemben használja ugyanazt a szót, mintha például hibát követ el egy matematikai levezetésben. Pontosnak kell lennie meghatározásaiban; röviden és egyértelműen kifejezni azt, amit az ember gondol, egyike a legnehezebb, de egyúttal a legfontosabb dolgoknak is.

Nemcsak rossz állampolgár, hanem rossz tudományos dolgozó is, ha nem tanulta meg, hogy az emberek valóban miért is élnek, és nem veszi észre, hogy milyen sokféle tevékenység nyújt másoknak örömet, amelyek számára nem különösen vonzóak. Saját működését erkölcsi vizsgálódás tárgyává kell tennie, és be kell látnia, hogy az erkölcsi normáknak a tudományos normáknál sokkal szélesebb területük van.

Tehát az a kérdés, hogy mi az a legfontosabb dolog, melyre a tudományos dolgozót meg kell tanítanunk. Úgy vélem, hogy ez az, hogy csak egyféle parancsuralomnak kell alávetnie magát. Csak ha a „vizsgabizottság” megfelelőnek találja, kaphat a képesítéséről bizonyítványt. De nem állja meg a helyét a döntő vizsgán, ha nem saját maga a legszigorúbb vizsgáztató, ha nem állít saját maga elé magasabb és pontosabb követelményeket, mint amilyeneket a külvilág támaszt vele szemben, ha nem szigorúbb önbírálatában, mint mások bírálatában és ha nem szigorúbb önbírálatában, mint bárki más a vele szembeni bírálatban.

Csak ha el tudta érni, hogy ilyen teljes mértékben kielégítse „belső vizsgáztatását”, csak akkor van teljes joga arra, hogy önön maga számára az akadémiai szabadság kiváltságát követelje, mely pedig feltétlenül elengedhetetlen ahhoz, hogy munkáját legjobban elláthassa. Ez a vizsgálódás nem egyszer s mindenkorra szól, ennek folyamatos önbírálatnak kell lennie, és sokszor ez a „belső

vizsgálóbíró” komoly ellenvéleményen lehet a „külső vizsgálóbírókkal” szemben.

A legsúlyosabb kérdés, amelyet a tudományos dolgozó saját magának feltehet: „Vajon neveltek-e, vagy pedig csak egyszerűen instruáltak?” Meg kell győződnie arról, hogy nemcsak arra tanították meg, hogy hogyan kell használnia egy sereg kezébeadott, pontos utasítással ellátott, előre elkészített szerszámot. Tudatában kell lennie annak, hogyha szükség van rá, képes elkészíteni a szellemi és anyagi eszközök egész új sorát, melyekkel el tud végezni olyan munkát, amelyet már előtte is elvégeztek, vagy képes arra, hogy olyat alkosson, mint előtte senki más. Mindig tudatában kell lennie annak, hogy anyagi eszközei és felszereléseikhez hasonlóan, szellemi és értelmi eszközei megkívánják a karbantartást, kijavítást, felújítást, kiegészítést. E javítómunkához kaphat külső segítséget, de épp úgy nem támaszkodhat kizárólag külső segítségre, mint ahogy nem támaszkodhat kizárólag erre fizikai felszereléseiben sem.

Mint már mondtam, ez az önbírálat lényeges előfeltétele annak, hogy a tudományos dolgozó az akadémiai szabadságot és a tudomány szabadságát a maga számára megkövetelhesse. Azt is mondtam, hogy a szavak definíciójával kapcsolatban fontos a körütekintés, mind annak a részéről, aki használja, mind pedig annak, aki hallgatja. Ezért kell világosan kijelentenem, mit is értek a tudomány szabadsága alatt. Ahogy ezt már itt Budapesten, más helyen tett megjegyzéseimben megemlítettem, e fogalomhoz tartozik az, amelyet a németek a tanulás és tanítás szabadságának hívnak, és különösképpen tartozik ehhez a jogoknak olyan csoportja, amelyet készakarva polemikus nyelven használók, értem ezalatt azt, hogy a politikus és nem a tudós nyelvén. Ezt azért teszem, mert sokkal fontosabb, hogy a politikusok tudják mire gondolok, mint az, hogy a többi tudósna mondjam meg gondosan, mit is értek ezalatt. Ehhez tartozik az a jog, hogy valaki tévedhet, hogy a véleménye eltérő lehet, hogy „hamis” nézeteket terjeszthessen, hogy eretnek lehessen, hogy taníthasson és prédikálhasson eretnekséget, és különösképpen, hogy megfigyeléseiből levont olyan következtetéseket fejtegethessen, melyek előbbi megfigyeléseken alapuló, jelenleg elfogadott feltevésekkel ellentétben állanak.

Ilyen vonatkozásban nem ismerek el semmilyen dogmatikus hatalmat, és különösképpen nem fogadom el a többség akaratát és ítéletét arra vonatkozólag, hogy mit tanulmányozzak és mit tanítanak, mert ez utóbbiaknak mindig szigorú önbírálat tárgyát kell képezniök mind a célkitűzések és módszerek becsületességét illetően, mind pedig oly szempontból, hogy saját módszereimet és munkámat legteljesebb mértékben feltárjam azok vizsgálata számára, akik már bebizonyították magukról, hogy hasonló munkára képesek. Ne feledjük el, hogy az értelmi és anyagi világban minden nagynyobbszabású haladást egy kisebbség ért el,



rendszerint egy különvéleményt hangoztató kisebbség. E megjegyzés után világos, hogy sem „szovjet”, sem pedig „nyugati” tudományt nem ismerek. Az én értelmezésem szerinti tudománynak nincs se nemzeti, se területi, se politikai jelzője. Tudományos munkám irányításában visszautasítom mind egy tudományos akadémia elnökségének, mind pedig egy politikai, vagy vallási intézmény vezetőjének kívánságait.

Egyfajta nagyobb korlátozást még is alkalmaznék a tudomány szabadságával szemben. Ezt a szabadságot csak akkor lehet követelni, ha ez helyes tájékozottsággal egybekötött szabadság. Megismételek azt, amit körülbelül hat évvel ezelőtt mondtam:

„Nincs senki közöttünk a tudományos életben, aki ne tudná, hogy értelmi világunk központja, tudományos lelkiismeretünk szent helye, a tudomány esztétikai beteljesedésének pantheonja az elefántesonttornyok fallal körülvett városa. Tudjuk, hogy az elefántesonttornyok egetverő csúcsai, szimbólumai a mi nagyságunknak, annak a merész, legyőzhetetlen, olthatatlan kíváncsiságnak, amellyel a dolgok mibenlétét kutatjuk, s amely a tudós számára az élet értelmét adja. Azt is tudjuk, hogy ezek azok a kapcsolatok, amelyeken keresztül mi lesűrítjük a mérhetetlen, hetedik mennyországból azt a hatalmas folyót, amely a civilizációt táplálja, állandó összefüggésben a tudományos munka technológiai alkalmazásával, avval a tudományos munkával, melyet pedig csupán értelmi és esztétikai kielégülés céljából végeztünk. Úgy gondoljuk, az atommagban levő energia felszabadítása a legnagyobb vívmány, amelyet eddig az emberi értelem alkotott. Szenvedélyesen hiszünk az akadémiai szabadságban.

Mi azonban egy helyes tájékozottságot és nagy felelősségtudatot feltételező akadémiai szabadságban hiszünk. Csak azt kívánjuk, hogy az elefántesonttornyok városának falai ne legyenek oly vakon védekezők, hogy azon ne legyenek ablakok, amelyeken keresztül annak mindig szerencsés és igen sokszor megihletett polgárai ne tudjanak lelátni a síkságra, és ne legyenek rajta olyan rések, melyeken keresztül a környező világ hangját ne hallhassák meg. Ezek a falak nem fogják kizárni a bürokratát, de elzárhatják a kilátást a tájra, amelyen az ő ihletettségük folyója formátlan foltokat alkot egymás mellett aszály és áradás képében. Ezek a falak esetleg nem engedik át a szomjanhalóknak segélykiáltását, amint az a megfulladással fenyegettek hangjával keveredik. Mi találunk bizonyos szépséget a tervezett csatornák geometriájában, áradás helyett öntözésre törekszünk, de mi mégsem javasoljuk az elefántesonttornyok városának erőszakos elfoglalását.

Vannak olyanok, akik általában helyes elgondolásból a tudás, a bölcsesség és lelkiismeret legteljesebb szabad gyakorlása nyomán elhatározzák, hogy az elefántesonttornyok városában ma-

radjanak, míg mások ugyanezen tudás és saját bölcsességük alapján választják azt az utat, hogy öntöző árkokat ássanak a Nagy Síkságon. És mi fogunk ásni olyan tervrajzok alapján, amelyeket saját magunk és elődeink készítették, olyan tervrajzok alapján, amelyeken miközben ásunk változtatunk, elvetjük őket ha jobb bukkan elő, származzék ez a képzelet vagy ihlet szabad játékából, vagy pedig különböző elmék fáradtságos munkájából, eredményeként annak a közvetlen szociális lelkiismeretnek, mely nem kevésbé értékes, és sokkal kevésbé kényelmes, mint az a messzire tekintő lelkiismeret, mely arra készlet bennünket, hogy a mi gondterhelt világunkat biztosabbá, méltányosabbá és biztatóbbá tegyük.”

A tudomány általános megbecsülésének kivívásában különleges felelősség hárul az elefántesonttorny lakóira, hiszen idejüknek csak kis részében nincs közvetlen kapcsolatuk az átlagos nem tudományos dolgozóval. Joga, sőt kötelessége teljes mértékben résztvenni a közösség életében, annak törekvéseiben, élvezeteiben, politikai tevékenységében. De súlyos károkat okozhat a tudománynak, ha például miközben politizál, olyan nyelven beszél, olyan magatartást tanúsít, mely szembeütően kevésbé megfontolt, kevésbé szigorúan megválogatott, kevésbé kézzelfoghatóan alapszik bizonyítékok beható vizsgálatán, kevésbé kérlelhetetlenül tárgyilagos kritikai megítélésében, kevésbé élesen logikus elemzésében, mint tudományos munkájában. A közösség a tudományt a tudósokon keresztül ítéli meg; hogy milyen haszna lesz a tudományból az attól függ, hogy az egyes tudományos dolgozó „tudományos” és „politikai” normái mennyire homogének.

Az előadás befejezte után, arra a kérdésre, hogy a fizikusok megfelelő képzés után alkalmasak-e arra, hogy mint elektronikus mérnökök dolgozzanak, Sir Robert azt válaszolta:

„Már az eddig elmondottakból is világos, hogy a fizikus jobban képzett tudományos és technikai tevékenysége folytatására majd minden egyéb tudósnál; úgy vélem, hogy ez különösképpen áll az elektronikus mérnökökre. Természetesen a technológiai munkák elvégzéséhez a fizika tudása nem elegendő, ahhoz egyéb képesítés is szükséges, mellyel nem minden fizikus rendelkezik. Egyike a legfontosabb dolgoknak, hogy a fizikus ezt a természetű munkát szeresse, a másik ami ehhez a munkához szükséges, az a gyakorlatban való használhatóság és az alkalmazhatóság iránti különleges érzék, mely inkább a technológusnak, mint a tudósnak a sajátja. Bár nem minden fizikusból lehet jó elektronikus mérnök, nem lehet jó elektronikus mérnök az, aki már eleve, hajlamainál fogva nem fizikus.

Azt a kérdést illetően „hogy mennyi matematikai tudásra van szüksége annak, aki később fizikus lesz” ezt felelte: „a tervezés és szerkesztés problémáihoz a mérnöknek az a képessége szükséges, hogy könnyen tudja alkalmazni, az úgynevezett használható” matematikának meglehetősen skáláját. De le kellene mondanunk sok jóképességű mérnök-fizikusról, ha azt követelnénk tőlük, hogy alapos tudással rendelkezzenek az elvont matematikában és használni tudják a magasabb matematikát. Meg vagyok arról győződve, hogy igen sokan vannak olyanok, mint jómagam, akik meglehetősen képtelenek felfedezni magukban azt a magasabb szellemi élvezetet, amely az „elvont” matematika okoz, de akiknek örömet okoz, az „alkalmazott” matematika haszná-



lata. Valóban egyáltalában nem vagyok biztos abban, hogy nem lennének-e a legjobb matematikusok a legrosszabb mérnökök. A matematika igen szigorú tudományág, melynek teljes élvezete kizárja azokat a kompromisszumokat, amelyek pedig a mérnöki tudományok igazi lényegét adják. Ezért nekünk bizonyos matematikai eszközökre szükségünk van, de ezeknek eszközöknek és nem bilincseknek kell lenniük.

Arra a kérdésre válaszolva, hogy milyen szerepet kell játszania a mérnöknek a fizikai laboratóriumban, azt mondta, hogy a mérnökök most visszafizetik egy részét annak az adósságnak, amellyel a fizikusoknak tartoznak, amennyiben a fizikai laboratóriumokban a fizikusok rendelkezésére bocsátanak kiváló és hathatós mérnöki berendezéseket, például olyanokat, amelyek a magasfeszültségű fizikai laboratóriumokban használatosak. Ilyen berendezéseket a mérnök a fizikusknál sokkal gazdaságosabban tud előállítani. Az egyéni fizikus számára bizonyos fokú veszteséget jelent az a régi tradícióról való letérés, hogy úgyszólván semmi olyan eszközt, vagy műszert ne használjon, amelyet saját maga nem tud megépíteni. A fizikai világ nyeresége azonban sokkal nagyobb és ez felborítja az egyéni fizikus veszteségét. A mérnök ma elengedhetetlen társa a fizikusnak, megtakarítja a fizikus kutatónak, hogy munkájának határt szabjon, sőt munkájától elvonja az a körülmény, hogy a megkívánt eredmények eléréséhez szükséges anyagi eszközöket saját maga találja meg és állítsa elő.

A tudósoknak Anglia iparában betöltött szerepével kapcsolatban rámutatott arra, hogy a kutatólaboratóriumokban, egyetemeken, műszaki főiskolákon, állami vagy államilag támogatott ipari kutató laboratóriumokban, egyes magánipari vállalatoknál folyó tudományos munka mily módon segíti elő az ipar fejlődését. De figyelmeztetett arra, hogy a teljes tudományos készletek túlnagy hányadának akár közvetlen, akár közvetett ipari irányítása mind a tudomány, mind pedig az ipar fejlődése szempontjából veszélyes. Az új és jobb ipar alapja az alapvető tudományos ismeretek szilárd szikláján nyugszik. Az a rövid lejáratú előny, amely a már meglevő alapvető ismeretek ipari alkalmazásából származik, nem történhet azon az áron, hogy lemondjunk az új alapvető ismeretek feltárására irányuló törekvésekről.

Egyetérttek azzal a véleménnyel, hogy az elméleti tudós talán évente egy hétre szálljon le elefántesontornyából, hogy az ipar szükségleteit megláthassa és meghallhassa. De ha a tudomány helyesen tájékozott szabadságára támaszkodva a tudós saját egyéni véleményét megadta, térjen vissza elefántesontornyára szigorú fegyelméhez, s azt javasolom, hogy egy bölc világban a fegyveres erők egyetlen egészséges alkalmazása az maradna, hogy az elefántesontorony lakóit megvédjék a meggondolatlan ipari emberek háborgatásától, akik le akarják őket rántani, a kevésbé hasznos üzemi munkába.

Sir Robert Wattson Watt

## Síkfelülettel határolt fénytörő anyagokban keletkező virtuális képek

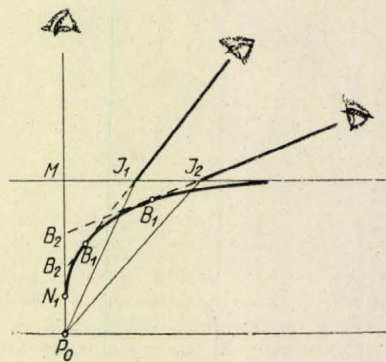
A síkfelülettel határolt fénytörő anyagoknak leg-egyszerűbb esete a nyugvó víz és levegő. A vízben levő test virtuális képe általánosan ismert. Ezt legtöbb szakkönyv azzal a kísérlettel igazolja, hogy az átlátszatlan falú, és vízzel telt edény fenekére helyezett pénzdarabot felemelkedve látjuk. Ha több szakkönyvet megnézünk, akkor azt látjuk, hogy a látott virtuális képet háromféle helyzetben tüntetik fel: a kép a függőlegesen emelkedett, az emelkedésen kívül még jobbra, vagy balra eltolódott. Kérdés melyik a helyes? Abból a megállapításból, hogy a pénzdarabot felemelkedve látjuk, már következik, hogy a vízrétegen át látott virtuális kép látószöge — bizonyos határon belül — nagyobb, mint a tárgy látószöge vízréteg nélkül, még abban az esetben is, amikor a kép egyenlő nagyságú a tárggyal. A látószög növekedése pedig a kép nagyítását jelenti. A nagyítás nem feltűnő, de megfelelő kísérleti összeállítással jól megfigyelhető és mérhető. A vízben keletkező virtuális kép vizsgálatánál elsősorban azt kell pontosan megállapítani, hogy a szem hol látja a tárgy képét, melyik igaz a pénzdarab képének háromféle helyzete közül.

Először csak egy világító pont virtuális képét keressük. Ezzel a kérdéssel többen foglalkoztak; Gleichen [1] szerint a világító pontnak két képe van, az első egy ellipszis evolútáján, a másik a világító pontból a felületre emelt merőlegesen van (1. ábra). Matthiessen [2] a víz felületével párhuzamos fenék virtuális képét kereste és két forgásfelületet állapított meg, mint virtuális képeket. A mozdulatlan világító pont virtuális képének helyváltoztatását a szem helyének változtatásával az 1. ábra tünteti fel (Matthiessen ábrája). Az ábrán a  $B_1$  az első kép, amely az evolután,  $B_2$  a második kép, amely a normálison mozog.

Ezeket a megállapításokat kevés szakkönyvről vette át. Legtöbb szakkönyvben csak egy virtuális kép szerepel, csak a kép helyének megállapításában van eltérés. Pohl [3] és Westphal [4] szerint a világító pont képe a ponton áthaladó normálison van és a szem helyének változtatásával azon mozog. Ezt minden indoklás nélkül álla-

pítják meg. Levescine szerint a világító pont képe a szem helyétől függően feket a ponton áthaladó normálison, vagy azon kívül is. Más szakkönyvekben is ezekkel egyező megállapításokat lehet találni.

A felsorolt különböző vélemények indokoltá teszik a kérdés újabb vizsgálatát. Gleichen a két képet a következő módon állapította meg. Az egy síkban fekvő szomszédos sugarak megtört részeinek ellenkező irányban történt meghosszabbításakor keletkező első metszés-

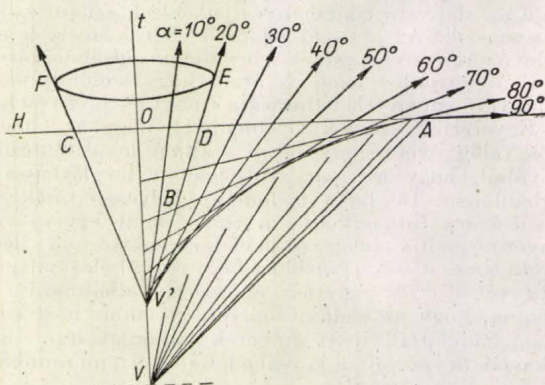


1. ábra

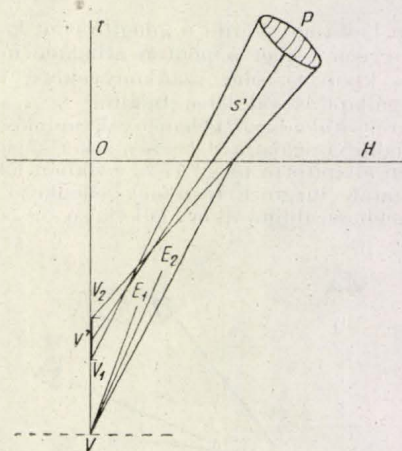
pontok adják az első képeket, ezek összessége alkotja az evolutát. Gleichen és Matthiessen megállapította az evoluta egyenletét és Matthiessen a megállapított evolutához az 1. ábrán feltüntetett módon, a szempontból a görbéhez húzott érintőn határozza meg az első képet, mint érintési pontot. A második képek keletkezését pedig úgy állapították meg, hogy a normálison áthelyezett, egymással kicsiny szöget bezáró síkokban haladó, egyenlő beesési és törési szögekkel bíró sugarak ellenkező irányú meghosszabbításai a normálison metszik



A 2. ábra a sugárkúp tengelyén átfektetett sík metszetét tünteti fel. Jelzések:  $H$  a víz és a levegő határfelülete,  $V$  a világító pont,  $t$  a törés nélkül áthaladó sugár, mint tengely,  $VA$  a teljes visszaverődés határa. A  $V$  pont-



ből kiinduló és a teljes visszaverődés határán belül haladó sugarak a  $VOA$  háromszögben fekszenek. A megtört sugárreszek a határfelület felett, a síknak egy negyed-részen haladnak tovább, mint szétartó sugárnyaláb. Ennek a sugárnyalábnak ellenkező irányú meghosszabbí-



fásai a tengelyig, a  $VOA$  síkidomon fekszenek, melynek egyik határa az evolúta egy része. A meghosszabbítások ezen a területen számtalan metszéspontot alkotnak. A világító pontban minden egyes sugárnak közös pontja van a sugárnyaláb összes többi tagjával. A megtört sugárnyaláb minden egyes meghosszabbításának is van közös pontja a többivel, csak nem egy pontban, hanem a  $VOA$  területen. Ennek a síkidomnak minden egyes pontján csak két-két sugár meghosszabbítása találkozik. Pl. a  $20^\circ$ -os és  $70^\circ$ -os sugár meghosszabbítása a  $B$  pontban metszik egymást. Ha feltételezzük, hogy a  $B$  ponton még egy harmadik sugár meghosszabbítása is áthalad, akkor annak folytatása a határ felett egy másik sugarat sem metszhet, hanem a széttartó sugárnyaláb valamelyik tagjával kell azonosnak lennie. Ha ennek beesési és törési szöge különbözik a  $B$  ponton áthaladó két sugár beesési és törési szögétől, akkor a metszéspontja

Fekteszünk a tengelyen át egy másik síkot, akkor az ebben haladó sugárnyaláb metszéspontjaira is érvényes az előbbi megállapítás. Mivel a tengely a két sík közös egyenese, azért a metszéspontok száma kétszeres:  $m$  számú sík esetén a tengely egy pontjában  $3m$  számú, a tengelyen kívül pedig minden pontban két sugár meghosszabbítása találkozik. Ezek szerint a tengely *kitüntetett* helyzetben van.

A virtuális kép megfigyelésénél az emberi szem szerepel, melynek pupillaátmérője 2–6 mm. Keressük a köralakú pupillán áthaladó sugárkúp hatása folytán keletkező virtuális kép helyét.

130



aszigmatikus kép élnek minden pontján egy-egy metszési íven áthaladó sugárnyaláb, a kép többi részének egyes pontjaiban csak két-két sugár meghosszabbítása találkozik. A szembe belépő sugárkúp olyan hatást gyakorol, mintha a kép éléből indulna ki, ezért a szem az asztigmatikus kép élén, a tengelyen, vagyis a világító pont normálisan látja a világító pontot. Az asztigmatikus kép többi részében levő találkozási pontoknak — mivel azok szétszórtan helyezkednek el — alárendelt szerepük van és hatásuk a látásnál nem vehető észre. Ezek szerint a  $V$  világító pont virtuális képe a normálison a  $V_1 V_2$  szakasz. Azonban, ennek különböző pontjaiból, különböző nagyságú sugárnyaláb érkezik látszólag a szembe. A pupilla síkján képelt metszési ívek hosszától függ az egyes sugárnyaláb nagysága. Mivel a leghosszabb ívek a pupilla középpontján és ennek szomszédságában vannak, azért innen érkezik látszólag legtöbb fénysugár a szembe, ez a „legfényesebb” része a  $V_1 V_2$  képnek. A látott kép helyének megállapításánál figyelembe kell venni még azt is, hogy a  $V_1 V_2$  elég kicsiny és erről a szem ideghártyáján olyan kicsinységű kép keletkezik, melynek ingere egy pont érzetét kelti az agyban. Ennek figyelembevételével a virtuális kép pontos helyét úgy állapíthatjuk meg, hogy az asztigmatikus kép legfényesebb helyén, a szem ott látja a  $V$  világító pontot, ahol a pupilla középpontján áthaladó fénysugár ellenkező irányú meghosszabbítása metszi a világító pont normálisát ( $V'$ ).

Ezt a megállapítást egyszerű kísérletekkel igazolhatjuk. Függesszünk cémára egy golyót és mértsük vízbe. A függőleges helyzetű cémát a bemerülés helyén nem látjuk töröttnek. A cérna bemerült részének minden pontja látszólag a függőlegesen, a pontok normálisan fel-emelkedve látszik. Ha jól megfigyeljük, akkor azt is láthatjuk, hogy a cérna levegőben levő részének a tükörképe pontosan összeesik a virtuális képpel. Ha ezt a kísérletet nem találnánk kielégítő bizonyítéknak, akkor végezzük el a következő kísérletet. Egy vékony egyenes pálcát egyik oldalát fessük be feketére, a másik oldalát fehérre és egy részét ferde helyzetben mértsük vízbe.

A 4. ábrán  $H$  a határfelület,  $S$  a szem helye,  $P$  a pálcát. Ha a pálcát a  $P_1$  helyzetben van, akkor a szem a fekete oldal felé látja megtörve a pálcát, a  $P_2$  helyzetben pedig a fehér oldal felé. Nyilvánvaló, hogy a két helyzet között van egy olyan helyzet, ahol a szem egyik oldal felé sem látja megtörve; ez a függőleges helyzet ( $P_3$ ). A pálcát minden helyzetében, minden pontjának a képe a függőlegesben emelkedik, ezért látszik ferde helyzetben töröttnek és függőleges helyzetben megrövidülve. A vízben levő rész minden pontja jól látható, az asztigmatikus képnek a normálison kívül eső része nem teszi elmosódottá az egyes pontok képeit és a kép olyan éles és tiszta, mintha a tárgy minden pontjának csak egy pontkép felelne meg.

A 4. ábrán a pálcát három helyzetében az alsó végpont állandó ( $A$ ). Ennek képe  $A'$ . Az  $AM_3$  távolságot nevezzük tárgytávolságnak ( $t$ ), az  $A'M_3$  távolságot képtávolságnak ( $k$ ). Az  $A$  pontból kiinduló és a szempontba ( $S$ ) jutó megtört fénysugár beesési és törési szöge  $\alpha$  és  $\beta$ . A fénysugár irányától függetlenül mindig így jelöljük a két szöget. Ismeretes, hogy a világító pont képeinek távolsága a határfelületről, a szem helyétől függően mindig

$$k = t \frac{\tan \beta}{\tan \alpha} \quad (1)$$

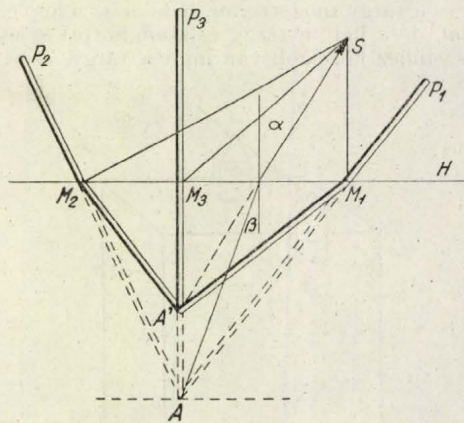
Ha  $\alpha$  és  $\beta$  olyan kicsiny, hogy a  $\tan$  függvény helyett a  $\sin$  függvényt lehet venni, akkor

$$k = \frac{t}{n} \quad (2)$$

$n$  a víznek a levegőre vonatkozó törésmutatója. Ha a szem optikailag sűrűbb, és a világító pont optikailag ritkább anyagban van, akkor a kép a világító pont mögött, a határfelületről távolabb keletkezik; távolsága ( $k'$ )

$$k' = t \frac{\tan \alpha}{\tan \beta}, \text{ és } k' = t n \quad (3)$$

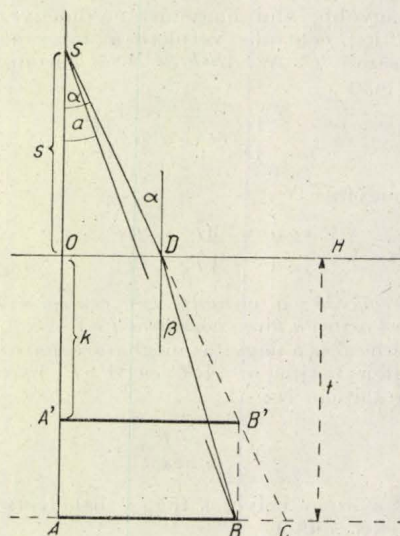
Eddigi vizsgálatunkban egy vízben levő világító pont virtuális képeinek a helyét állapítottuk meg. Ez természetesen érvényes a vízbe merített tárgy minden pontjára is. Eszerint a vízbe merített tárgy minden pontjának virtuális képe a pontok normálisan van és a szem elmozdulásával a kép normálison mozog fel, vagy le. Kivétel az az eset, amikor a szem a pupillán áthaladó sugárnyaláb irányában mozdul el; ekkor a kép helye változatlan.



4. ábra

A tárgy képeinek vízszintes irányú elmozdulása nincsen. Az egyes pontok képeinek távolságát a határfelületről az 1–3 összefüggés adja meg. További vizsgálatainknak ezek a megállapítások képezik az alapját.

A vízbe merített tárgynak a helyzete a határfelülethez viszonyítva háromféle lehet: 1. a tárgy párhuzamos



5. ábra

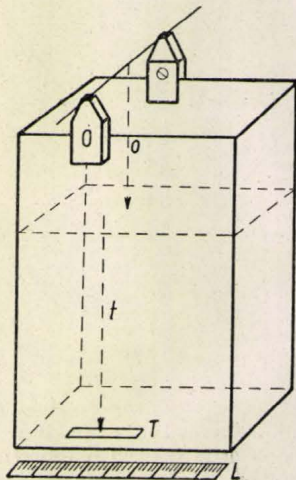
mos a határfelülettel, 2. a tárgy merőleges a határfelületre, 3. a tárgy ferde szöget zár be a felülettel.

#### 1. A tárgy párhuzamos a határfelülettel.

Először olyan kicsiny tárgy képét vizsgáljuk, melynek látószöge olyan kicsiny, hogy a  $\tan$  függvénye egyenlőnek vehető a  $\sin$  függvénnyel. Az 5. ábrán a határfelület  $H$ , a tárgy  $AB$ , ennek képe  $A'B'$ , a szem helye  $S$ , amely az  $A$  ponton áthaladó normálison van, a szem távolsága a határfelületről  $s$ , a tárgy távolsága a határfelületről  $t$ ,  $\alpha$  és  $\beta$  a  $B$  pontból kiinduló és megtört fénysugár beesési és törési szöge.



Az  $AB$  tárgy minden pontjának képe a függőlegesen emelkedik. A képet egyenlőnek és párhuzamosnak vehetjük a tárggyal, távolsága a határfelületről  $k$ . A kép valódi alakja az ellipszis negyedrendű konchoidja alsó ágának a minimális pont közelében levő része, ahol eléggé lapult. (Kedves M. 6.) A kép látószöge vízen át  $a$ , a tárgy látószöge levegőben  $a$ ;  $a > a'$ -nál, ezért a virtuális képet nagyítottanak látjuk. A nagyítás itt nem úgy keletkezik mint a lupénál, ahol a kép nagyobb a tárgynál és a tárgy mögött van, hanem itt a kép egyenlő a tárggyal, de a kép, a tárgy és szem között keletkezik, tehát a szemhez közelebb van mint a tárgy, ezért a kép



6. ábra

látószöge nagyobb, ami nagyítást eredményez. Az ábrán az  $A'B'$  kép centrális vetülete a tárgyra és meghosszabbítására  $AC$ . Az  $ASC$  és  $ASB$  háromszögekből felírhatjuk, hogy:

$$\operatorname{tg} a = \frac{AC}{AS} \text{ és } \operatorname{tg} a' = \frac{AB}{AS}$$

A lineáris nagyítás  $N$

$$N = \frac{\operatorname{tg} a}{\operatorname{tg} a'} = \frac{AC}{AB} = \frac{Kv}{T} \quad (4)$$

A nagyítás egyenlő: a virtuális kép centrális vetülete a tárgyra,  $(Kv)$  osztva a tárgy hosszával  $(T)$ . A kép vetülete könnyen mérhető és a nagyítás meghatározható. A nagyítást még kifejezhetjük az  $ASC$  és  $A'SB'$  háromszögek hasonlósága alapján is:

$$N = \frac{s+t}{s+k}$$

A  $k$  értéke a szem helyétől függ; behelyettesítve az 1. alatti értékét, akkor

$$N = \frac{s+t}{s+t \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} a}} \quad (5)$$

Kicsiny szögeknél:

$$N = \frac{s+t}{s+\frac{t}{n}} \quad (6)$$

A 6. egyenletből a nagyítás határait is meghatározhatjuk. Ha a szem a normálison mozog és  $s$  olyan kicsiny lesz, hogy a  $t$  mellett elhanyagolható, akkor  $N = n$ , ha  $s$  olyan nagy lesz, hogy mellette a  $t$  és  $n$  elhanyagolható, akkor  $N = 1$ . Ebben az esetben a nagyítás változása:

$$n \geq N \geq 1 \quad (7)$$

Itt a nagyítás véges korlátok közé van szorítva — nem úgy mint a lencsénél —, a törésmutató értéke és egy közé, ezért általában nem feltűnő.

Ha a szem optikailag sűrűbb és a tárgy optikailag ritkább anyagban van, akkor a kép itt is egyenlő a tárggyal, de a tárgy mögött keletkezik, ezért a kép kicsinyített; ennek nagysága  $N'$

$$N' = \frac{s+t}{s+t \frac{\operatorname{tg} a}{\operatorname{tg} \beta}} \text{ és } N' = \frac{s+t}{s+nt} \quad (8)$$

Az  $N'$  értékhatarai:

$$\frac{1}{n} \geq N' \geq 1$$

Tekintettel arra, hogy a 4. összefüggés szerint a nagyítás könnyen meghatározható, ezért a 6. egyenletet felhasználhatjuk a törésmutató meghatározására. Az egyenlet  $n$ -re megoldva:

$$n = \frac{tN}{s+t-sN} \quad (9)$$

Egyszerű kísérleti berendezéssel az  $N$  meghatározható, a  $t$  és  $s$  könnyen mérhető, az  $n$ -t a 9. egyenlet szerint kiszámíthatjuk. Törésmutató meghatározást végeztem vízzel. A kísérlethez  $10 \times 18 \times 37$  cm méretű cinkbádóból készült (meglevő) edényt használtam. (6. ábra.) Az edény felső részére 3 cm magas támasztót (O) készítettem. Kísérletkor az ornyeret mindig erre támasztjuk, hogy az állandó szemtávolságot biztosítsuk. Tárgynak 2 cm széles és 2, 3, 4, 5, 6, 7 cm hosszú alumínium lemezeket (T) használtam; annak megállapítására, hogy melyekkel lehet az  $n$ -re legpontosabb eredményeket kapni. A tárgyat az edény fenekére helyezzük az egyik hosszabb oldalfallal párhuzamosan. Az edényen kívül a tárggyal párhuzamosan és egyenlő magasságban mm-re beosztott mérőléce (L) helyezünk. Kísérlet közben a tárgyat felülről ernyős lámpával megvilágítjuk. Az első kísérletet üres edénnyel úgy végezzük, hogy fejünket az ornyereg-nél megtámasztjuk és egyik szemünkkel a tárgyat, másikkal a mérőléce nézzük. A szem, — alkalmazkodása folytán — az alumínium lemez képét mint átlátszó világos sávot a mérőléce vetíti. A lécen a kép hosszát elég pontosan leolvashatjuk; a mm törtrészeit megbecsüléssel. A lécen leolvasott hosszúságot összehasonlítjuk a tárgy megmért hosszával; így megállapíthatjuk méréseink pontosságát. Ezután az edénybe vizet öntünk tetszőleges magasságig. A következő kísérletet is úgy végezzük mint az első. Most a tárgyat a vízrétegen át nézzük és a tárgy virtuális képének a vetületét olvassuk le a mérőlécen. A mérőlécen a képvetület kialakulása 10–15 sec-ig tart. A leolvasást többször megismételjük és középértéket veszünk. A képvetület ismerete után kiszámítjuk a nagyítást, melynek a törésmutatónál kisebbnek kell lenni. Ezután lemérjük a tárgy távolságát ( $t$ ) a víz felületétől. A két támasztó felső végére vonalzózt helyezzük és lemérjük az  $o$  távolságot szintén a víz felületétől. A  $t+o$ -t is lemérhetjük ellenőrzés végett. Az  $o$  távolság még nem adja meg a 9. egyenletben szereplő  $s$  távolságot. Kísérletnél a támasztó felső végén átfektetett vízszintes sík fölött van a cornea. Ez a távolság egyénienként változik, értéke 8–12 mm között van. A szembe jutó fénynyaláb az ideghártyáig halad és ott alkot képet, ezért a szemben megtett utat is figyelembe kell venni. A szemnek, a tengelye irányában mért átmérőjét általában 24 mm-nek veszik. Ezek szerint a mért  $o$  távolsághoz hozzá kell adni a cornea távolságát; ezt középértékben 1 cm-nek vehetjük, és a szem átmérőjének hosszát. Ezek szerint  $s = o + 3,4$  cm. Ez a korrekció feltétlenül indokolt, csak a számértéke lehet kis-mértékben vitás.

A vízzel végzett kísérleti eredményeket az I. táblázat tünteti fel. A táblázatból kihagytam a 2 és 7 cm-es tárggyal kapott eredményeket, mert az első rövid, a második hosszú volt a kísérlethez. Az első három kísérleti sorozatnál az  $s+t$  állandó, csak arányuk változott a



vízréteg mélységével. A 4. sorozatban az  $s + t$  kisebb volt mint az első háromban. A kísérleteket nyáron szobahőmérsékletű (22–24 °C) vízzel végeztem.

I. táblázat

Sorsz.	T cm	Kv cm	N	t cm	s cm	n
1.	3	3,70	1,233	33,2	19,7	1,323
	4	4,95	1,237			1,328
	5	6,20	1,240			1,333
	6	7,40	1,233			1,323
2.	3	3,50	1,166	23,7	19,2	1,346
	4	4,65	1,162			1,337
	5	5,80	1,160			1,331
	6	6,95	1,160			1,331
3.	3	3,25	1,083	13,3	29,6	1,299
	4	4,35	1,087			1,349
	5	5,45	1,090			1,364
	6	6,40	1,066			1,250
4.	3	3,62	1,206	25,3	10,8	1,322
	4	4,80	1,200			1,312
	5	6,10	1,220			1,346
	6	7,20	1,200			1,312

Az 1–3 kísérletsorozat 3. és 4. oszlopában feltüntetett eredmények azt mutatják, hogy a vízoszlop magasságának csökkenésével a virtuális kép vetülete, úgyszintén a nagyítás is csökken. A törésmutató pontosságát is befolyásolja a vízoszlop magassága; a 3. kísérletsorozat eredményei már nem olyan jók, mint az első kettő. A tárgy hosszúságának is hatása van az  $n$  pontosságára, mert a 4 és 5 cm hosszú tárgyakkal kapott eredmények a legjobbak. Az 1–3 sorozatból a 4 és 5 cm hosszú tárgyakkal kapott értékek nagyon jól megközelítik a  $\lambda = 5893 \text{ Å}$  hullámhosszú fénysugárral megállapított pontos  $n = 1,3330$  értéket.

Kísérleteket végeztem különböző mélységű edényekkel is. A 30,5 cm mélységű edénnyel még elég jó eredményeket lehet kapni; ezt a 4. kísérletsorozatban feltüntetett eredmények igazolják. A 25 cm mélységű edényekkel kapott eredmények már nem kielégítőek. Az edény mélységét úgy kell megválasztani, hogy a virtuális kép megközelítőleg a tisztalítás távolságában keletkezzen, tehát az edény mélysége 35 cm körül legyen.

Az ismertetett kísérleti eljárás alkalmas arra, hogy egyszerű, házilag elkészíthető eszközzel igazoljuk az átlátszó folyadékok nagyítását és meghatározhatjuk a törésmutatójukat is. Ahol a törésmutató meghatározására gyári eszközök nincsenek, ott ez helyettesítheti a gyári eszközöket. A kísérletnél csak távolságokat kell mérni, amit kezdő kísérletezők is végezhetnek.

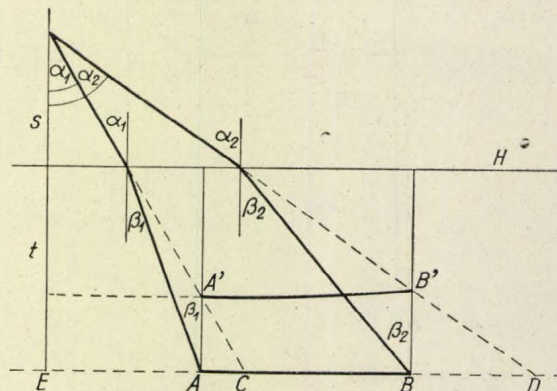
A kis tárgyak virtuális képeinek vizsgálati eredménye alapján megállapíthatjuk, hogy a bevezetésben említett pénzdarab virtuális képét feltüntető háromféle ábra közül az a helyes, amelyik a függőlegesben emelkedve tünteti fel a képet, eltolódás nélkül.

A vízréteg nagyítását már mások is észrevették és kedvező körülmények között tudományos kutatásnál fel is használták. Ennek igazolására idézem Houben[7] könyvéből a következőket. A Déli-sark környékét kutató Borchgrevink expedíció tagjai a Ridley-part mellett tengerben élő állatokat gyűjtöttek és a következőket írják: „Segítségünkre van a tengervíz varázsos tisztasága. Ott lenn nyüzsögnek a héjas állatok, medúzák, polipok, szivacsok, férgek, kagylók. *A víz majdnem olyan, mint valami nagyítóüveg.*\* Felülről mindjárt ki lehet keresni a legszebb példányokat, mielőtt leengednénk a hálót.”

A megfigyelők nem ismerték a vízréteg nagyítását, de azt mégis észrevették, mert feltűnő módon jelentkezett. Ennek az az oka, hogy a tiszta és sós tengervíz hőfoka 0 °C körül lehetett, ezért a törésmutatója és nagyítása is nagyobb volt, mint szobahőmérsékleten az

édes vize; továbbá a vízréteg vastagsága, vagyis a tárgytávolság többszöröse lehetett a szemtávolságnak. Ezek a tényezők együttes hatása adta azt a feltűnően jelentkező nagyítást, amit érdemesnek tartottak feljegyezni.

Vizsgáljuk meg azt az esetet, amikor tetszőleges, véges nagyságú tárgy van a vízben, a felülettel párhuzamos helyzetben és a szem tetszőleges helyen van a határfelület felett. A 7. ábrán  $H$  a határfelület,  $S$  a szem helye, és  $AB$  a tárgy. A tárgy két végpontjából kiinduló és töréssel a szempontba érkező két fénysugár beesési szöge:  $\alpha_1, \alpha_2$  és törési szöge:  $\beta_1, \beta_2$ . A tárgy minden pontjának képe a függőlegesben emelkedve alkotják az  $A'B'$  virtuális képet, amely a már említett konchoidnak egy darabja. Itt a virtuális kép látószögének tg-ét vizen át és a tárgy látószögének tg-ét levegőben, nem lehet olyan egyszerű



7. ábra

módon felírni, mint kicsiny tárgyaknál, ezért az ott megállapított eredményt úgy használjuk fel, hogy a nagyítás egyenlő, a virtuális kép vetülete a tárgyra, osztva a tárgy hosszával. Eszerint a nagyítás: ( $N$ )

$$N = \frac{CD}{AB} = \frac{ED - EC}{EB - EA}$$

A 7. ábrából még felírhatjuk a következő összefüggéseket:

$$ED = (s + t) \operatorname{tg} \alpha_2, \quad EC = (s + t) \operatorname{tg} \alpha_1$$

$$EB = s \operatorname{tg} \alpha_2 + t \operatorname{tg} \beta_2, \quad EA = s \operatorname{tg} \alpha_1 + t \operatorname{tg} \beta_1$$

A behelyettesítések és rendezés után:

$$N = \frac{s(\operatorname{tg} \alpha_2 - \operatorname{tg} \alpha_1) + t(\operatorname{tg} \alpha_2 - \operatorname{tg} \alpha_1)}{s(\operatorname{tg} \alpha_2 - \operatorname{tg} \alpha_1) + t(\operatorname{tg} \beta_2 - \operatorname{tg} \beta_1)} \quad (10)$$

Az 5. egyenlethez hasonló alakban:

$$N = \frac{s + t}{s + t \left( \frac{\operatorname{tg} \beta_2 - \operatorname{tg} \beta_1}{\operatorname{tg} \alpha_2 - \operatorname{tg} \alpha_1} \right)} \quad (11)$$

Ha  $\alpha_1$  és  $\beta_1$  egyenlő nullával, akkor az 5. egyenletet kapjuk meg. Ha a szem úgy mozdul el, hogy a határfelülethez közeledik és  $\operatorname{tg} \alpha_2 - \operatorname{tg} \alpha_1$  különbség nagyon kicsiny, akkor a nagyítás a nulla felé tart. A véges nagyságú tárgy nagyítása a 7. eredmény figyelembevételével:

$$n \approx N \geq 0$$

Ha a szem optikailag sűrűbb és a tárgy optikailag ritkább anyagban van, akkor a kép kicsinyített; ennek nagysága:

$$N' = \frac{s + t}{s + t \left( \frac{\operatorname{tg} \alpha_2 - \operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \beta_2 - \operatorname{tg} \beta_1} \right)} \quad (12)$$

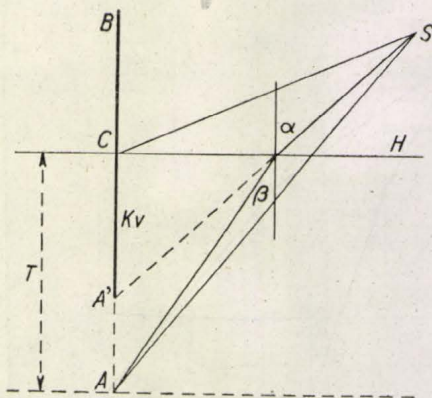
\*A szerző kiemelése.



A folyadék felületével párhuzamos tárgy fölött levő vízréteg úgy szerepel, mint a planparallel lemez, ezért az ismertetett megállapítások a planparallel lemezre is érvényesek, de csak abban az esetben, amikor a tárgy teljesen érintkezik a lemez egyik felületével, vagyis csak egy törőréteg szerepel a jelenségnél. Azt az esetet, amikor a tárgy a planparallel lemez mögött van és érintkezés nincs, — külön kell megvizsgálni; ezzel más alkalommal fogok foglalkozni.

## 2. A tárgy merőleges a határfelületre.

A 8. ábrán  $H$  a határfelület,  $AB$  egyenes tárgy, melynek  $AC$  darabja merül a vízbe,  $S$  a szem helye. A bemerült rész minden pontjának képe a függőlegesben



8. ábra

emelkedik, a kép magán a tárgyon van. Az  $AC$  rész  $A'C$  képre zsugorodik össze. Az eddigi jelzések szerint legyen  $AC = \bar{T}$ ,  $A'C = Kv$ . A virtuális kép  $A'SO$  látószöge kisebb, mint a tárgy  $ASC$  látószöge, ezért a kép kicsinyített.

A kicsinyítés arányát az előzők szerint írhatjuk fel

$$N' = \frac{Kv}{T} \text{ ahol: } Kv = T \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} \quad (13)$$

A behelyettesítés után :

$$N' = \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} \quad (14)$$

A kicsinyítés mértéke a szem helyétől függ oly módon, hogy a tárgy alsó végpontjából kiinduló és a pupilla középpontján áthaladó fősugárnak mekkora a beesési és törési szöge. Ha  $\alpha$  és  $\beta$  kicsiny szög, akkor :

$$N' = \frac{1}{n} \quad (15)$$

Ez a kép nagyságának az egyik határértéke. Ha az  $\alpha$  szög növekedik és tart a  $90^\circ$ -hoz, akkor a kép hossza a  $C$  pontra zsugorodik össze és a kicsinyítés nullához tart. Eszerint a határértékek:

$$\frac{1}{n} \succcurlyeq N' \geq 0 \quad (16)$$

Ha az  $AB$  egyenes  $CB$  darabját a szem optikailag sűrűbb anyagból nézné — pl. a hal —, akkor ezt a részt a szem nagyítva látná. A nagyítás értéke :

$$N = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} \quad (17)$$

Kicsiny szögeknél :

$$N = n$$

Itt a nagyítás minimális értéke a törésmutató. Ha az  $\alpha$  szög növekedik és tart a  $90^\circ$ -hoz, akkor a nagyítás

tart a  $\infty$ -hez. Ha  $\alpha = 90^\circ$ , akkor a beeső sugar már párhuzamos lesz a határfelülettel és a töréspont a  $\infty$ -ben lesz. Eszerint a határértékek:

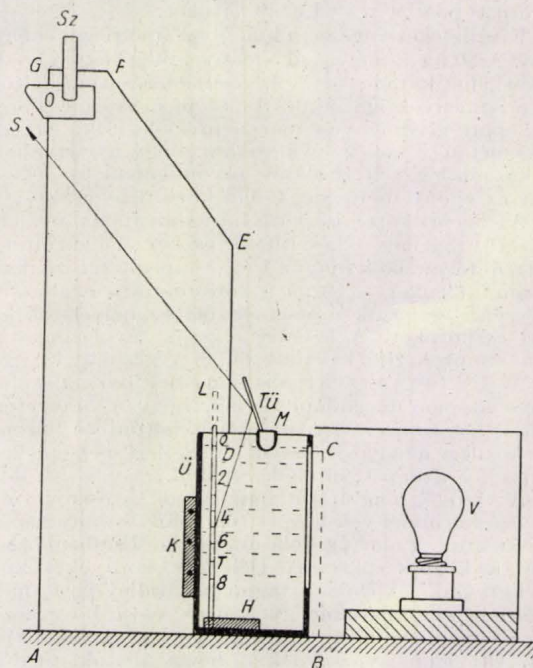
$$n \geq N \leq \infty \quad (18)$$

Ha a függőleges tárgy teljesen bemerül a vízbe, akkor a virtuális kép hosszát és a nagyítást a fentiek szerint egyszerűen felírhatjuk.

A 15. összefüggés is alkalmas a törésmutató meghatározására. Ha a 13-ból az  $N'$  értékét behelyettesítjük a 15-be és az egyenletet  $n$ -re megoldjuk, akkor:

$$n = \frac{T}{Kv} \quad (19)$$

A törésmutató a kicsinyítés arányszámának a reciprokl értéke. Ez az összefüggés nagyon egyszerű módot nyújt a törésmutató meghatározására; a tárgy hosszán kívül csak egy adatot kell kísérletileg meghatározni és egy osztást végezni. Ennek alapján végzendő kísérlethez több ok miatt nem használható a 6. ábrán feltüntetett kísérleti összeállítás. A rendelkezéseimre álló anyagokból a 9. ábrán feltüntetett kísérletet állítottam össze. *ABCEFG* kemény kartonlap, felül állítható fejtámasztó (*O*) van, szorítóval (*Sz*) hozzáerősítve. Jobboldalán  $4 \times 8 \times 14$  cm méretű hasábalakú üvegedény (*Ü*), melynek három oldala teljesen, a negyedik részben fekete papírossal van beragasztva, tehát ez részben átlátszó. Az edény fenekén fémhasáb (*H*) van, melyhez 1,5 cm széles, 15 cm hosszú, oxidált felületű, sötét színű vaslemezt forrasztunk, a kettő merőleges egymásra. A vaslemezbe — a hosszára merőlegesen — vonalakat karcolunk; a legfelső a nullvonal, a többiek távolsága a nullvonaltól kerek számban 2, 3, 4, 5, 6 cm. A karcolatok mint fehér vonalak elűnnek az alaptól. A vaslemez lesz a tárgy (*T*) és ezen a fehér vonalak különböző hosszúságú tárgyakat jelentenek. A kartonra falécet (*K*)



9. ábra

erősítünk ; ehhez támaszkodik kísérlet közben az üveg-  
hasáb. Az edény felső részére szorítóval ( $M$ )  $8 \times 5$  cm  
méretű üvegtükröt ( $Tü$ ) erősítünk, amely vízszintes  
tengely körül forgatható. Az üvegedény átlátszó oldalán  
át, ernyővel ellátott villanylámpával ( $V$ ) világítjuk meg  
az edényben a tárgyat. A kartonlap baloldalián mozgat-  
hatólag és a tárggyal párhuzamosan van megerősítve a  
cm- és mm-re beosztott mérőlel. ( $L$ )  $S$  a szem helye.



A kísérlet elején az edényben levegő van és a tükröt állítjuk be. Fejünket az ornyeregnél megtámasztjuk 0-nál és egyik szemünkkel a tárgyat, másikkal a mérőléceet figyeljük a tükörben addig, míg a szem – alkalmazkodása folytán – a sötét háttérből a tárgyon levő fehér vonalakat a mérőléce vetíti. Ezután a tükröt mozgatjuk a vízszintes irányban, elforgatjuk a tengelye körül úgy, hogy a tárgy nullvonala összeessen a mérőléce nullvonalaival. Több tárgytávolságot is egyeztetünk a léceen leolvasható távolsággal. A beállításnál fontos az, hogy a tárgytól kiinduló és képalkotó sugárnyalábnak a tárggyal alkotott hajlásszöge minél kisebb legyen, hogy teljesüljön a 15-ben kifejezett követelmény. Itt a tükrrel és a fejtámasztóval rögzítjük ezt a helyzetet. A képvetület hosszának leolvasása a szemtengely ferde helyzete miatt nem olyan kedvező, mint az előző kísérletnél.

A beállítás után az edénybe folyadékot öntünk; ügyelnünk kell arra, hogy a tárgy nullvonala egyezzen a folyadék felszínével. Zavar a kapillaritás. A mérőléce és tárgy nullvonalaának a folyadékban is egyeznie kell. Ezután a tükörben a nullvonalról számítva leolvassuk a virtuális képek hosszát. Jól 4 képhosszat olvashatunk le; a legnagyobb tárgyhossz 5 cm. Több leolvasást végzünk, mert a fejtartástól függően a szem nem alkalmazkodik mindig egyformán. Több leolvasásból középértéket veszünk. Törésmutató meghatározást végeztem vízvezetéki vízzel, ethylalkohollal és benzollal; hőmérséklet 22 C°. A mérési adatokat a II. táblázat tünteti fel. Az első oszlopban a vonalak pontos távolsága (T), a többiben az egyes anyagok virtuális képeinek hossza és a kapott törésmutatók vannak feltüntetve.

II. táblázat

T cm	Víz		Ethylalk.		Benzol	
	Kv cm	n	Kv cm	n	Kv cm	n
2,16	1,67	1,293	1,55	1,393	1,45	1,489
3,13	2,36	1,326	2,29	1,366	2,07	1,501
4,03	3,02	1,336	3,00	1,343	2,59	1,556
5,02	3,75	1,338	3,70	1,357	3,27	1,536

A Kv jelzésű oszlopok eredményei mutatják, hogy az egyes anyagokban a tárgy hosszának növekedésével hogyan változik a virtuális képek hossza. Az n értékre kapott eredmények elég jól megközelítik a víz (1,33), az alkohol (1,36) és a benzol (1,50) ismert törésmutatóit. Általában a törésmutató első tizedes jegyét pontosan megkaphatjuk, a következő jegyekben van szórás. Ez a kísérleti összeállítás is alkalmasnak látszik iskolai kísérletekhez. Pontosabb kivitelű eszközzel jobb eredmény várható.

### 3. A tárgy ferde szöget zár be a határfelülettel.

Ha a részben vízbe merített egyenes pálcát figyeljük, akkor a szem és tárgy viszonylagos helyzete kétféle lehet: a) a tárgy és a szem, a tárgy alsó végpontján áthaladó normális két oldalán, b) vagy pedig mindkettő ugyanazon oldalon van. A 10. ábra az a helyzetet tünteti fel, AB az egyenes tárgy, H a határfelület, S a szem helye. Az A ponton áthaladó AE normálissal a tárgy  $\gamma$  szöget zár be. A tárgy AC darabja minden pontjának a képe a függőlegesen emelkedik, ezért a virtuális képe A'C. Ennek pontos alakja nem egyenes, de attól észrevehetőleg nem tér el. A kép A'S<sub>1</sub>C látószöge kisebb, mint a tárgy AS<sub>1</sub>C látószöge, tehát a kép kicsinyített. A kicsinyítést úgy állapítjuk meg, mint a felülettel párhuzamos tárgyaknál a nagyítást és azután megvizsgáljuk, hogy az így kapott eredmény helyes-e. A kicsinyítés tehát a virtuális kép centrális vetülete (a tárgyra) osztva a tárgy hosszával. Eszerint:

$$N' = \frac{DC}{AC} = \frac{AC - AD}{AC} = 1 - \frac{AD}{AC}$$

Az ADA' háromszögből felírható:

$$\frac{AD}{AA'} = \frac{\sin \alpha}{\sin (\alpha + \gamma)}$$

Az AA' távolság nem más mint egy világító pont képének a távolsága:

$$AA' = EA \left( 1 - \frac{\tan \beta}{\tan \alpha} \right)$$

Továbbá:

$$AC = \frac{EA}{\cos \gamma}$$

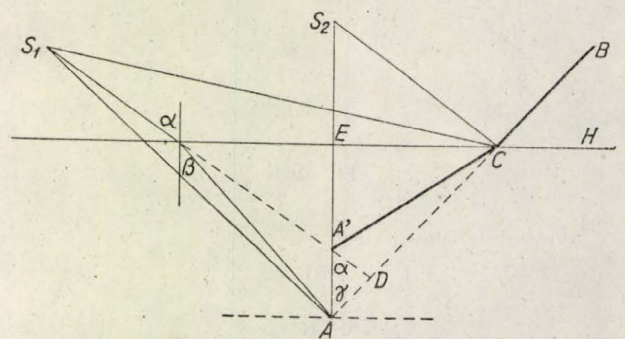
A behelyettesítések és rendezés után:

$$N' = 1 - \frac{\sin \alpha \cos \gamma}{\sin (\alpha + \gamma)} \left( 1 - \frac{\tan \beta}{\tan \alpha} \right) \quad (20)$$

Ha a 20. egyenletben a lehetséges egyszerűsítéseket elvégezzük, akkor a következő egyszerű összefüggéshez jutunk:

$$N' = \frac{\tan \gamma + \tan \beta}{\tan \gamma + \tan \alpha} \quad (21)$$

Az N' értéke a pálca hajlásszögétől és a szem helyét meghatározó  $\alpha$  és  $\beta$  szögtől függ. Vizsgáljuk meg, hogy a 21. egyenlet a  $\gamma$  és az  $\alpha$  szög változtatásával megadja-e



10. ábra

az ábrából megállapítható szélső értékeket. Ha a szem-pont mozdulatlan marad és a tárgyat elforgatjuk a függőleges helyzetbe, vagyis  $\gamma = 0$ -val, akkor az egyenlet a függőleges helyzetű tárgy kicsinyítését kifejező 14. egyenletté alakul át. Ha a tárgy megmarad eredeti helyzetében és a szem mozdul el a határfelülettel párhuzamosan a normális felé és az S<sub>2</sub> helyzetbe kerül, ahol  $\alpha = 0$ -val, akkor a kép és a tárgy látószöge egyenlő, a kicsinyítés egy, az egyenlet értéke is egy. Ha a szem-pont az S<sub>1</sub> helyzettől ellenkező irányba mozog vízszintesen, akkor az  $\alpha$  és  $\beta$  szög állandóan nő, a virtuális kép vetülete pedig állandóan csökken; ha  $\alpha = 90^\circ$ , akkor a kép vetülete egy ponttá zsugorodik össze, a 21. egyenlet értéke nulla. Az N' értékei tehát:

$$1 \geq N' \geq 0$$

A két határérték között kiszámítottam N'-nek néhány értékét és a kicsinyítés folyamatos változását, az  $\alpha$  értékek változása szerint, a 12. ábrán az I. intervallumban folytonos vonallal rajzolt görbe tünteti fel.

b) A szem és a tárgy ugyanazon az oldalán van, a tárgy alsó végpontján áthaladó normálisnak. Ezt a helyzetet tünteti fel a 11. ábra. A betűk jelentése ugyanaz mint az előző ábrán.

Az egyenes tárgy vízben levő része AC; a bemerült rész minden pontjának képe a függőlegesen emelkedve adja az A'C virtuális képet; ennek centrális vetülete az S<sub>1</sub> pontból a tárgyra és meghosszabbítására a DC szakasz. A virtuális kép A'S<sub>1</sub>C látószöge nagyobb, mint a

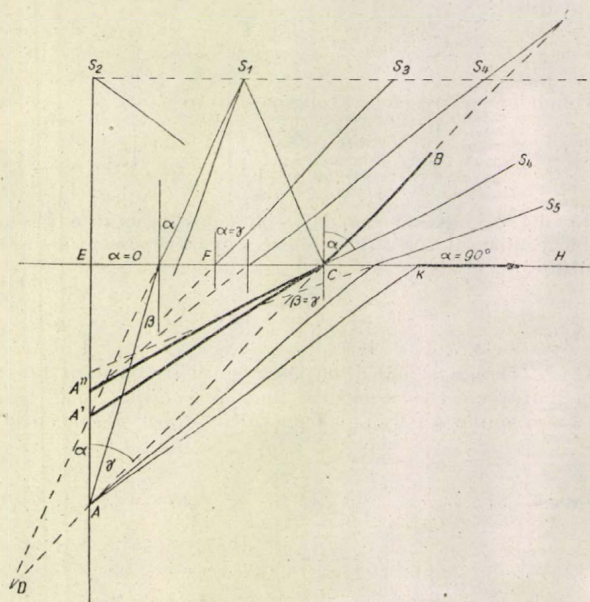


tárgy  $AS_1C$  látószöge, ezért a kép nagyított. A nagyítást az előzőekben használt megállapítás szerint írjuk fel:

$$N = \frac{CD}{CA} = \frac{AC + AD}{AC} = 1 + \frac{AD}{AC}$$

A  $DA A'$  háromszögből felírható a következő összefüggés:

$$\frac{AD}{AA'} = \frac{\sin \alpha}{\sin(\gamma - \alpha)}$$



11. ábra

Az ábrából felírható még:

$$AA' = AE \left( 1 - \frac{\tan \beta}{\tan \alpha} \right)$$

$$AE = AC \cos \gamma$$

A behelyettesítés a rendezés után:

$$N = 1 + \frac{\sin \alpha \cos \gamma}{\sin(\gamma - \alpha)} \left( 1 - \frac{\tan \beta}{\tan \alpha} \right) \quad (22)$$

Az elvégezhető egyszerűsítések után:

$$N = \frac{\tan \gamma - \tan \beta}{\tan \gamma - \tan \alpha} \quad (23)$$

Ha  $S_1$  a helyén marad és a tárgyat a függőleges helyzetbe forgatjuk, ahol  $\gamma = 0$ -val, akkor a 23. egyenlet a függőleges helyzetű tárgy kicsinyítését kifejező 14. egyenletté alakul át. Ha a tárgy a helyén marad és a szempont a határfelülettel párhuzamosan mozog és az  $S_2$  helyzetbe kerül, ahol  $\alpha = 0$ -val, akkor a tárgy és a kép látószöge ( $AS_2C$ ) egyenlő; ebben a helyzetben a nagyítás egy, az egyenlet értéke is egy. Ez a nagyítás alsó határa. Ha az  $S_1$  ellenkező irányba mozog és eléri az  $S_3$  helyet, ahol a levegőben haladó  $FS_3$  sugár és ellenkező irányú meghosszabbítása párhuzamos lesz a tárggyal és  $\alpha = \gamma$ -val, akkor az  $FS_3$  meghosszabbítása a végtelenben metszi a tárgy meghosszabbítását, vagyis a kép vetülete végtelen. A 23. egyenlet a következő intervallumban fejezi ki a nagyítást:

$$0 \leq \alpha \leq \gamma$$

A nagyítás értéke ebben az intervallumban:

$$1 \geq N \geq +\infty \quad (24)$$

A 23. egyenletből  $N$ -nek több értékét kiszámítva, a kapott értékekből a nagyítás folyamatos változását a 12. ábrán,

a II-vel jelzett intervallumban folytonos vonallal rajzolt görbe tünteti fel.

A nagyítás azzal az értékkel kezdődik, amellyel az első intervallumban a kicsinyítés befejeződött, így a II-vel jelzett görbe az előbbinek folytatását képezi és a  $+\infty$ -ben végződik. Ha a szempont tovább halad a vízszintes irányban és az  $S_3$  helyzetből az  $S_4$ -be kerül, akkor nem a szemponton áthaladó megtört sugár ellenkező irányú meghosszabbítása, hanem maga a fény-sugár metszi a tárgynak a levegőben való meghosszabbítását a  $G$  pontban. Ekkor úgy képzelhető el, hogy a  $G$  ponton áthaladó sugárral párhuzamosan ellenkező irányba vetítjük a virtuális kép egyes pontjait a tárgyra és meghosszabbítására;  $A''C$  a kép, és a vetülete a  $CG$ . Így az előző helyzettel szemben ellenkező helyzet állott elő, ellenkező irányba történik a vetítés. Az  $\alpha = \gamma$  határhelyzettől az  $\alpha$  növekedni kezd és a fény-sugár meghosszabbításának metszéspontja az előzőben  $+\infty$ -nek vett helyzetből a  $-\infty$ -be csap át. A határnál a vetület és a nagyítás is végtelen. Innen kezdve  $\alpha$  növekedésével a képvetület és a nagyítás is csökken, a  $G$  pont közeledik a  $C$ -hez. Amikor a  $G$  és a törési pont a  $C$ -be jut, akkor az  $\alpha$ -hoz tartozó  $\beta$  egyenlő lesz a  $\gamma$ -val; a képvetület egy pont, a nagyítás nulla. Ez az intervallum kezdődik  $\alpha = \gamma$ -val és tart  $\beta = \gamma$ -ig;  $\alpha$  és  $\beta$  értékváltozásai:

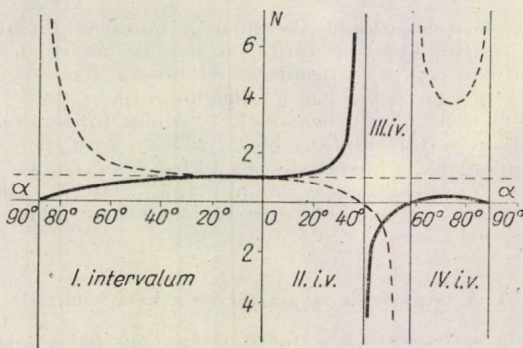
$$\alpha \geq \gamma \geq \beta$$

Ezen a határon belül  $\tan \alpha$  mindig nagyobb  $\tan \gamma$ -nál, ezért a tört előjele negatív lesz. A nagyításnak a szerkesztésből megállapított értékei egyeznek a 23-ik egyenletből megállapítható értékekkel:

$$-\infty \leq N \leq 0 \quad (25)$$

A 23. egyenlet alapján számított értékekből rajzolt görbe a negatív előjel miatt, az előzőkkel szemben az ellenkező oldalra kerül a III. intervallumba. (Folytonos vonallal rajzolt görberész). Itt az  $N$  értékei a  $-\infty$ -től a nulláig terjednek, tehát nagyított és kicsinyített kép keletkezik.

Ha a szem tovább mozdul és az  $S_5$  helyre kerül, akkor a virtuális kép vetülete ismét a pályának a vízben



12. ábra

levő részére esik. Ebben az intervallumban a kép kicsinyített, nullával kezdődik és végződik. A 23. egyenlet értéke nulla, ha  $\tan \gamma = \tan \beta$ -val és  $\alpha = 90^\circ$ -kal. Észterint a határok:

$$n \sin \gamma \geq \sin \alpha \leq 1 \quad (26)$$

Ebben az intervallumban a  $\tan \beta$  is nagyobb  $\tan \gamma$ -nál, a tört előjele pozitív lesz, ezért a 23. egyenlet változatlanul adja az értékeket. A számított értékek sokkal kisebbek mint az első intervallumban. A számított adatok alapján rajzolt görbe a 12. ábrán a IV. intervallumban van. A görbe maximuma az  $\alpha$  értékeinek  $70^\circ - 75^\circ$ -a között van. A számított értékeknél a  $\gamma$  értéke mindig  $40^\circ$  volt.

A 12. ábrán feltüntetett négy részből álló görbét egynek lehet tekinteni, amely azt mutatja, hogy ha a



szem a határfelület valamelyik pontjától elindul és  $180^\circ$ -os köríven mozog, akkor az egyes helyeken, a ferdén beemertett pálca virtuális képének mekkora a lineáris nagyítása, vagy kicsinyítése. Eszerint a teljes görbe egyenlete egy egyenletbe írható fel, amely a 21. és 23. egyenlet összevonásából áll:

$$N = \frac{\operatorname{tg} \gamma \pm \operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \gamma \pm \operatorname{tg} \alpha} \quad (27)$$

A teljes görbe az  $a$  és  $b$  helyzetnek megfelelően két félre tagozódik, amely a törtben a pozitív és negatív előjelben jut kifejezésre. Az egyik fél egy, a másik fél három részből áll. A vízszintessel ferde szöget bezáró pálca, a vízszintes és függőleges helyzet között van, ezért várható volt, hogy a virtuális képe nagyított és kicsinyített lesz; a szemnek ugyanazon anyagban való mozgása közben.

Ha a szem a vízben van és a levegőben levő pálca-rész virtuális képeit vizsgáljuk, akkor a 10. és 11. ábrához hasonló szerkesztésből megállapíthatjuk a nagyított és kicsinyített képek egyenletét. A nagyítást és kicsinyítést kifejező egységes görbe egyenlete:

$$N = \frac{\operatorname{tg} \gamma \pm \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \gamma \pm \operatorname{tg} \beta} \quad (28)$$

A 28. egyenlet törtrésze reciprok értéke a 27. egyenletnek, eszerint a nagyítást és kicsinyítést ábrázoló egységes görbe ellenkező tulajdonsággal bír, mint az előbbi. A 12. ábrán szaggatott vonallal tüntettük fel. Az I. és IV. intervallumban az előbbi esetben kicsinyítés az utóbbiban nagyítás van, a II. intervallumban nagyítás helyett kicsinyítés, a III. intervallumban, ahol nagyítás és kicsinyítés van együtt, abban különböznek egymástól, hogy ellentétes helyzetűek. A teljes görbe az első esetben nulla értékkel kezdődik és végződik, a második esetben pedig  $+\infty$  kezdődik és végződik. Ha a ferde helyzetű pálca teljesen a vízbe merül, akkor az eddig tárgyalt vizsgálatok szerint a nagyítás és kicsinyítés megállapítható.

A határfelülettel ferde szöget alkotó pálca virtuális képeinek vizsgálatából megállapítható, hogy bármely helyzetben, a *a virtuális kép a tárgy alsó végpontján áthaladó normálisától a beemelési pontig terjed*. Fizikai könyvekben gyakran találunk olyan ábrákat, melyek

a virtuális képet úgy tüntetik fel, hogy a kép, a szemtől ellenkező irányban, túl nyúlik az alsó végpont normálisán. A fenti megállapítás szerint ezek az ábrák hibásak. A hiba oka az lehet, hogy a megfigyelő olyan helyzetből nézte a virtuális képet, amelyben az nagyított. Ekkor tényleg úgy látszik, mintha a kép túl nyúlna a normálisra.

Vizsgáljuk meg még röviden, hogy a világító pontnak megállapított asztigmatikus képe és a hivatkozott cikkekben ismertetett két kép között milyen összefüggés lehetséges. Gleichen és Matthiessen a gömbfelülettel határolt fénytörő anyagokban keletkező képek vizsgálatánál kapott eredményeket alkalmazták a határesetre, amikor a görbületi sugár végtelen nagy és a pupilla nyílása végtelen kicsiny. Fenti vizsgálataimban az egy asztigmatikus kép megállapítása a valóságban létező véges nagyságú pupillanyílásra történt. Ha a pupilla átmérőjét folyamatosan csökkentjük, akkor a virtuális kép méretei is csökkennek. Elérhetjük azt a legkisebb méretű pupillát, amelynél még látható kép kapható; ekkor a kép egyenes szakaszhoz lesz hasonló. Ha a pupilla nyílását végtelen kicsinyre vesszük, akkor a virtuális kép két ponttá zsugorodik össze, az asztigmatikus kép két végén. Ez a határeset. Ekkor a két kép nem lesz megfigyelhető fizikai kép, hanem csak matematikai képpont; ezek közül a tengelyen levő mutatja a látható kép helyét.

Kedves Miklós

Szeged, Pedagógiai Főiskola

## IRODALOM

1. A. Gleichen: Die Hapterscheinungen der Brechung und Reflexion des Lichtes. 21. o. Leipzig (1889).
2. L. Matthiessen: Das astigmatische Bild des horizontalen, ebenen Grundes eines Wasserbassins. Annalen der Physik. IV. sorozat, 6. k. 347. o. Leipzig (1901).
3. R. W. Pohl: Einführung in die Optik. 41. o. Berlin (1940).
4. W. H. Westphal: Physik. 452. o. Berlin (1939).
5. N. D. Papaleksi: Fizika. II. k. 315. o. Budapest (1951).
6. Kedves M.: Törésses fényvisszaverődés. Mat. Fiz. Lap. Budapest (1924).
7. Houben: A Déli-sark meghódítása. Ford Juhász V. 134. o. Budapest.

## A FIZIKA TANÍTÁSA

### Egyszerű áramlási kísérletek egyszerű eszközökkel

Az áramlás demonstrációjára nagyon sok kísérlet ismeretes. Ezek közt igen tanulságosak azok, amelyek az „áramlási vonalak” segítségével mutatják be az áramló közegben fellépő jelenségeket. Ilyen kísérletek bemutatására, szemléltetésére dolgozta ki Pohl (s elvileg hasonlóan Léviusz) a maga eszközét, ahol két üveglap közötti lapos rétegben szintelen és színes folyadékkal nagyon szépen lehet szemléltetni az áramló folyadék jelenségeit áramlási vonalakkal.

Ezzel a készülékkel fizikus-tanári pályafutásom alatt sajnos csak egy helyen találkoztam, belföldön nem gyártották, s tudomásom szerint nem is gyártják, házi összeállításra lehetséges ugyan, de nem egyszerű. Ez oktatási szempontból kétségkívül hátránya. Szerintem azonban — bár kétségkívül igen jó demonstratív eszköz —, még egy hátránya van (didaktikai szempontból!) az, hogy mesterkéltén előállított állapotok közt (lapos, füg-

gőleges, vékony folyadékréteg két üveglap között) áramló folyadékkal dolgozik, tehát nem eléggé „természetes” a jelenség „milió”-je.

Mellékeltlen közlök fényképekkel és rajzokkal egy olyan egyszerű összeállítást, amely mindenütt könnyen megvalósítható, s ha nem is olyan ideális tökéletességgel, mint a Léviusz készülék, de a célnak teljesen megfelelő módon szemlélteti az összes áramlási jelenségeket: természetes körülmények között.

### Elvi alapok

Egy edényben áramló folyadék lamináris áramlásáról van szó. Az edény falával érintkező folyadékréteg nyugalomban van, a felette levő réteg már kis sebességgel áramlik, az e fölött levő réteg sebessége még nagyobb s i. t. Ha az áramlás



sebességét fokozatosan növeljük, egyszer csak átlépi a „kritikus sebességet” (ez a Reynolds-féle szám segítségével megbecsülhető érték) és turbulenssé válik. További kísérleteinkben mindig vigyáznunk kell arra, hogy a kritikus sebesség alatt maradjunk, azaz a kiindulási alapunk lamináris áramlású folyadék legyen.

Ha egy edényben víz van (nyugalomban) és az edény aljára egy csipesszel egy káliumhipermangán kristálykát teszünk, az oldódni kezd. A kristály közelében egy erősen koncentrált  $\text{KMnO}_4$  oldat keletkezik, s megindul a diffúzió a tiszta víz felé, minden irányban. Ez közismert tény, a diffúzió egyik bemutatási módszere.

Ha a fenti két jelenséget egyesítjük, vagyis egy edényben áramló folyadékba teszünk káliumhipermangán kristálykát, a következőket tapasztaljuk.

A folyadék gyorsan áramló felső rétegeiben a kristályról leoldódó részecskék alig látható vékony fonalat húznak, aminek az az oka, hogy az oldódási sebességhez képest a folyadék áramlási sebessége nagy. Ezenkívül a keletkezett halványlila vonalka turbulens áramlásra jellemző képet mutat: a kristály mögött örvénytér keletkezik, a kristály jelenléte természetesen a kristályt tartó eszköz jelenléte megbontja a már gyorsan áramló felsőbb folyadékréteg áramlásának laminaritását.

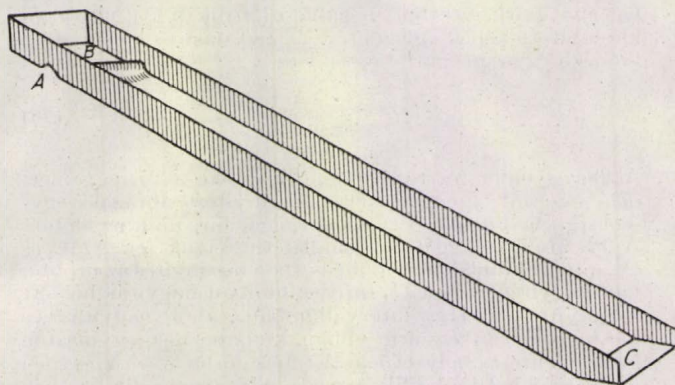
Teljesen megváltozik azonban a kép, ha a kristálykát a folyadék aljára, az edény fenekére helyezzük. A kristály az edény aljához tapadó folyadékrétegbe kerül (ha nem túlságosan nagy méretű), ennek következtében a folyadékarám nem viszi magával, hanem „megül” azon a helyen, ahová helyeztük. Ez azonban nem automatikusan következik be, hanem csak akkor, ha az edény lejtését megfelelően beállítjuk, úgy, hogy a folyadék áramlása éppen „alkalmas” sebességű legyen. Az edény lejtésének mértékétől függ tapasztalatom szerint az a folyadékréteg-vastagság, amelyik még az edény aljához tapadva nyugalomban van, vagy legalábbis csak olyan kismértékű a mozgása, hogy a kristálykát nem sodorja el. Az edény erősebb lejtésénél ez a réteg igen vékony, s a folyadék magával ragadja a kristályt. Túlságosan enyhe lejtés esetében, azaz a folyadék túlságosan lassú áramlása esetén pedig a réteg a kelleténél vastagabb, a kristály egy jóformán nem mozgó rétegben fekszik, a körülötte keletkező tömény oldat minden irányban diffundál és nem alakul ki a célunknak megfelelő alakzat.

Ha azonban néhány perces kísérletezgetéssel a megfelelő áramlási sebességet beállítottuk, a következő történik:

A  $\text{KMnO}_4$  kristálykáról leoldódó részek a felettük levő és gyorsabban áramló folyadékréteg szívó hatására belekerülnek a rétegbe és ez magával ragadja azokat. Így a tiszta vízben a kristályból kiinduló sötétlila csík keletkezik, áramlási cső vagy áram „fonal”, s ez a kristály nagyságától függően hosszabb úton és időn át megmarad úgy, hogy kényelmesen lehet vele kísérletezni.

## A kísérleti berendezés és elkészítése

Első feladatunk az áramlási csatorna elkészítése. Ha nem ragaszkodunk a kivetítési lehetőséghez, akkor egyszerűen lemezből (pl. alumíniumlemezből) készítünk egy, az 1. rajz szerinti csatornát. Hossza 150–200 cm, szélessége 10–12 cm. Fontos, hogy az oldalfalak behajtása egyenes vonalmentén történjen, és hogy mind az alja, mind az oldalfalak a lehető legsimábbak legyenek, mert minden egyenetlenség zavaró hatása a kísérleteknél. A falmagasság 2–3 cm, nem döntő.



1. rajz

A csatorna „befolyó”, azaz felső végénél a végétől számított 8–10 cm-re az alját behorpasztjuk úgy, hogy a csatorna belsejében az ábrán is látható (A) gát keletkezzék, melynek magassága kb. 1 cm. Ezt legegyszerűbben úgy végezzük el, hogy a csatornát aljával felfelé fordítjuk, a gát szándékolt helyén keresztbefektetünk egy henger alakú vasdarabot és azt ütögetjük kalapáccsal addig, míg az alumíniumlemez megfelelően behorpad. A csatorna „kifolyó”, azaz alsó végénél pedig (C) a csatorna-aljat felfelé hajtjuk úgy, hogy a vége kb. 5–6 mm-rel magasabban legyen a csatorna aljánál.

Ha a csatorna megvan, elkészítjük az áramlási testeket. Ezek alakját (kb. 1:2-re kicsinyítve a 2. rajz mutatja).

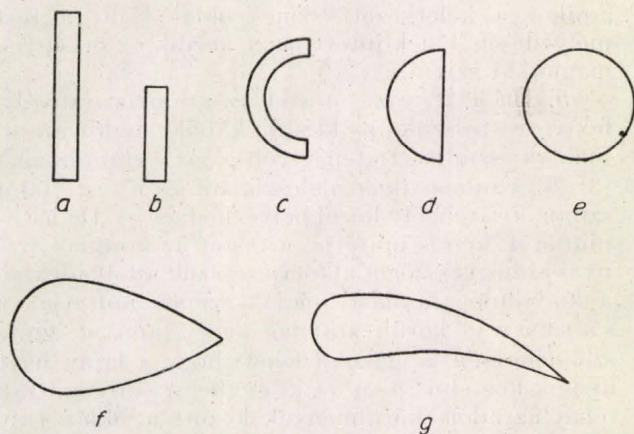
Legegyszerűbben ólomból készíthetjük el a következőképpen. Száraz, kb. 4–5 mm vastag falemezre rárajzoljuk az a-b-c-d-e-f-g alakokat és lombofűrészsel kivágjuk. Ezt a kivágott lemezt aztán rászorítjuk egy sima alaplapra és a kivágásokat ólommal teleöntjük. Csakhamar megdermed, kivesszük, ahol egyenetlen, megcsiszoljuk, s könnyebb kezelhetőség kedvéért kb. a súlypontja táján egy gombostűt szegezünk bele, ennél fogva lehet majd a vízbe beletenni vagy kivenni belőle.

Még egy csipeszre van szükségünk, vékony hegyűre, lehetőleg hegyesre. Ha ilyen nem



rendelkezőnk, egy darabka vékony rézlemezről (vagy Al lemezről) ollóval kivágva elkészítjük magunknak.

Ezzel az elkészítendő felszerelés készen is van. Szerzünk még egy darabka gumicsövet és szép, lehetőleg nagyobb kristályokból álló káliumhipermangánt.



2. rajz

#### A kísérlet összeállítása és elvégzése

A csatornát megközelítőleg vízszintesen elhelyezzük a vízvezetékcsap közelében. Leghelyesebb az eleje és a vége közelében két-két lapos faéket tenni alá, ezek ki-behuzogatásával jól és könnyen lehet hossz- és oldalirányban változtatni a helyzetét.

A vízvezeték csövére ráhúzzuk a gumicsövet, a gumicső másik vége a csatorna (B) részébe érjen bele.

Megnyitjuk a csapot. Először a gát mögötti (B) rész telik meg vízzel. Majd a víz átbukik a gáton. Ügyeljünk arra, hogy a gát vízszintes helyzetű legyen, mert éppen az a feladata, hogy a csatorna egész szélességében egyenletesen ossza el a vizet, a víz tehát a gát egész peremén egyenletesen bukjon át. Most aztán megtelik a csatorna hosszabbik része is, mivel az oldalfalak, a gát és a (C) felhajlított fenéklap egy kis lapos edénykét képeznek. Amint a csatornában emelkedő víz elérte a (C) peremmagasságát, azon át kezd kifolyni. A kifolyó vizet vagy felfogjuk egy edényben, vagy más módon elvezetjük.

Ezután következik a csatorna lejtésének beállítás.

Ez a következőképpen megy:

A csatorna hosszabb részébe, a gáttól kb. 60–80 cm távolságra egy káliumhipermangán kristálykát teszünk a csipesszel az aljára, lehetőleg a középvonalba.

A következők történhetnek:

A víz elsodorja a kristálykát. Ez azt jelenti, hogy a lejtés erős, az áramlási sebesség túlságosan nagy, a határréteg a fenéken igen vékony.

A kristályka helyben marad, de a róla leváló „fonal” vastag, magát a kristályt pedig az üstökös üstökéhez hasonló lila oldat veszi körül. Ez azt jelenti, hogy a csatorna lejtése a kelleténél kisebb, a víz áramlása benne túlságosan lassú.

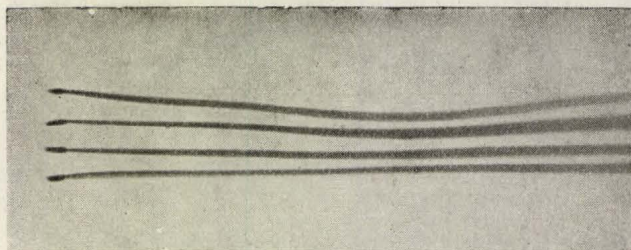
A kristálykákból határozott kontúrral rendelkező, hosszú lila csík indul ki, amelynek elejét maga a kristály képezi: a csatorna lejtése jó.

Az ékek segítségével, továbbá a vízcsap gyengébb vagy erősebb kinyitása segítségével ezt a harmadiknak felsorolt esetet kell kikísérletezni, s ehhez nem kell túlságosan nagy kísérletező készség sem.

Ha itt tartunk, megkezdhetjük a kísérletezést.

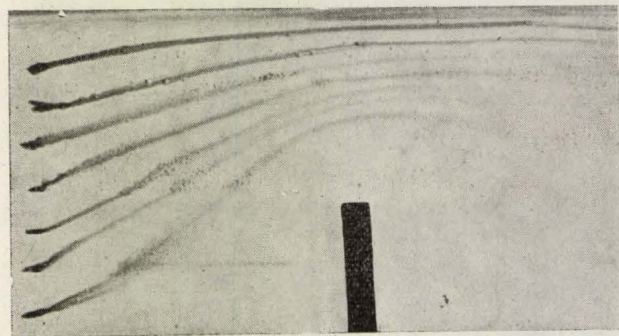
1. Tegyük a csatornába egymás mellé, egymástól mintegy 1 cm távolságra (1. kép) 3–5  $\text{KMnO}_4$  kristályt. Ezzel szemléltethetjük magukat az áramlási fonalakat.

2. Tegyük kristályt a csatorna hossztenge-lyébe és tegyük közvetlenül a csatorna oldalfala mellé. Mérjük meg órával, mennyi idő alatt keletkezik egy 10 cm hosszú áramfonal az egyik, majd a másik esetben. Ezzel igazoljuk, hogy a csatorna közepén gyorsabb az áramlás, mint a szélénél.



1. ábra

3. A 2. rajz b. idomdarabkáival torlaszoljuk el keresztben a csatorna egyik felét (2. kép). A már előzőleg, az 1. kísérletünkben előállított



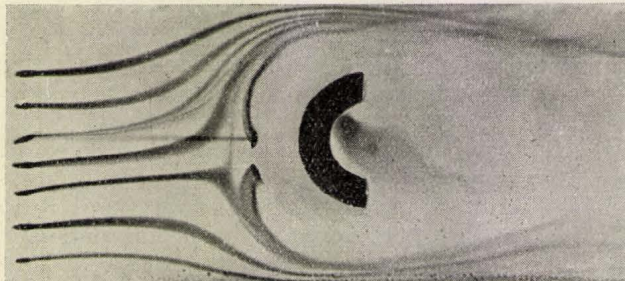
2. ábra

áramfonalak elrendeződnek: kikerülve az akadályt összesűrűsödnek. Igazoljuk ezzel, hogy az áramlási fonalak sűrűsége és a folyadék sebessége milyen kapcsolatban vannak egymással. (A képe-

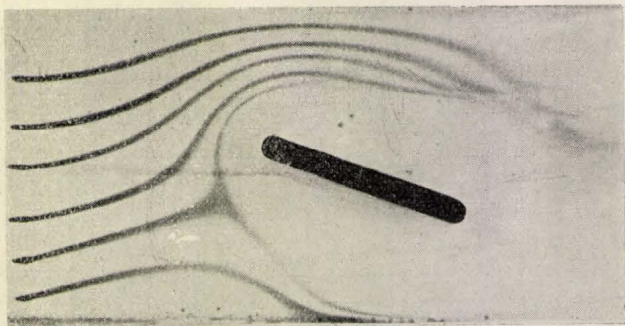


ken az áramlási testekből balra kiinduló egyenes vonal nem áramfonál, hanem a testbe szűrt gombostű árnyéka, amit a megvilágításra használt fényforrás vetett.)

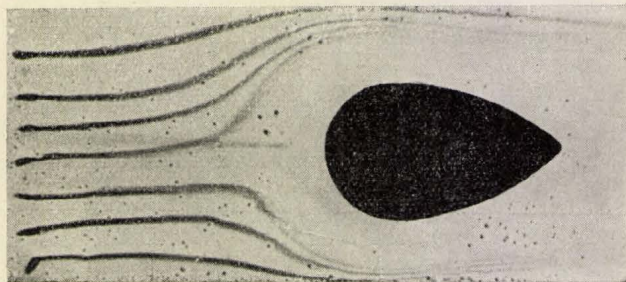
4. A 2. rajz c. idomát használva bemutathatjuk, hogyan áramolja körül a kerek test elejét a folyadék. Még szebb lesz a kép, ha a test leg-



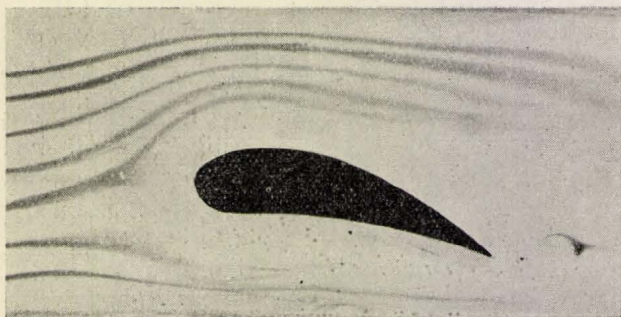
3. ábra



4. ábra



5. ábra



6. ábra

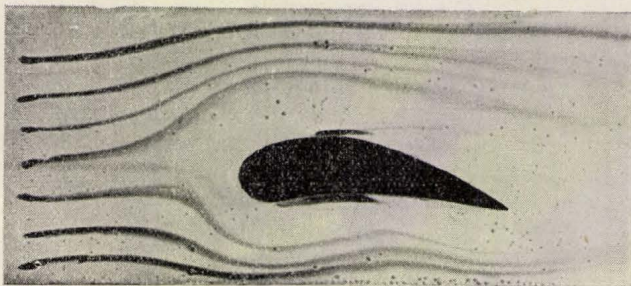
domborúbb része elé is teszünk egy-egy kristálykát, mint azt a 3. kép is mutatja. A képen nem látható, csak nyomokban, de a valóságban a félkör alakú test végei fölött és alatt keletkező örvények is szemlélhetők, s ha a test mélyedésébe is teszünk egy kristályt, igazolhatjuk, hogy ott áramlás nincs, a kristály oldódása olyan képet mutat, mintha egy tálka álló vízben lenne. Csak amikor a keletkezett színes oldat kijut a test mélyedéséből, a kijutott részt kezdik az örvények magukkal szívni.

5. Ha a 2. rajz a. testet az áramlás irányába fektetve tesszük 6 kristálykából eredő áramfonalak szimmetriatengelyébe, az áramfonalak (3—3) szimmetrikusan eloszlanak, és a test, mint szimmetriatengely körül helyezkednek el. De ha — mint a 4. kép is mutatja, a testet az áramlás irányával hegyesszöget alkotva tesszük a folyadékba, a kialakuló áramlási fonalak szépen mutatják a s á r k á n y körüli áramlás képét, amivel szinte szemléletesen is igazolni lehet, hogy a lapra ható nyomásközpont nem esik egybe a súlyponttal, tehát az adott körülmények között a síklap tkp. nincs biztos egyensúlyi helyzetben. A test mögött az örvények keletkezése itt is igen szépen látható (jobb oldalt felül).

6. A 2. rajz f. test az áramvonalas alakot szemlélteti. A körülötte keletkező áramfonalak alakját szemlélhetjük vele (5. kép). Itt sajnos, a más körülmények miatt szükséges elég vastag, csatornaalji határréteg megakadályozza, hogy az áramfonalak a test mögött teljesen összezáródjanak (ehhez sokkal kisebb homlokszélességű testet kell csinálnunk!), de azt, hogy mögötte örvények nem keletkeznek, egészen jól lehet szemlélni.

7. A 7. kép a szárnyprofil körül kialakuló áramlást szemlélteti. Azonkívül, hogy a kialakuló áramfonalakat, s azok alakját különböző állás-szögnél, illetve „túlhúzás” esetén, szemléltethetjük így, még egy érdekes dolgot is szemléltethetünk. Meg lehet mutatni a profil végénél keletkező „induló-örvényt” (6. kép) és az ún. szárnykörüli cirkulációs áramlást is.

Ez utóbbi kimutatás céljából a szárnyprofil kb. első egyharmad részénél, alatta és felette, közvetlenül a test mellett, helyezünk el egy-egy kristálykát. Mindkettő lassan oldódni kezd, s a



7. ábra



keletkező lila oldat a felsőnél hátrafelé, tehát a „főáramlás”-sal megegyező irányba húzódik, az alsónál ellenben előre, tehát a főáramlással szemben húzódik (8. kép).

Hasonló módon használható fel kísérletre a 2. rajz d. és e. áramlási teste is, és a c. test felhasználható homorú oldalával az áramlással szembe

fordítva is. A testek méreteinek változtatásával az eredményeket tökéletesíteni lehet.

Az így, természetes áramlási körülmények közt keletkező jelenségek nagyon szépek és érdekesek. Előállításuk oly egyszerű, hogy érdemes foglalkozni velük.

Darvas Andor

Eger, Pedagógiai Főiskola

## KÖNYVSZEMLE

Mitchell Wilson:

### VILLÁMOK KÖZÖTT

(Új Magyar Könyvkiadó, Budapest, 1955.)

Regény fizikusok életéből. Játszódik Amerikában, 1930-tól 1950-ig. Legfőbb mondanivalója, hogy a monopolkapitalizmus viszonyai között a fizikus élete gyötrelmes. A regény főhőse a könyv első lapjain lelkesedéstől fűtött ifjú egyetemi gyakornok, aki pályája elején minden idejét elfoglaló tudományos munkája mellett megélhetésért küzd. Később, mikor már elismert tudós, a maradi egyetemi hatóságok üldözik. Ettől kezdve az iparnak dolgozik, ahol látszólag jól megfizetik, de lényegében kizsákmányolják. Igaz, hogy ő is tönkreteszi nálánál gyengébb vetélytársát. Végül az atomenergia-hivatal vezetését kellene vállalnia, de nem teszi, mert nem akar a háborús uszítás eszközévé válni. Tudományával becsületesen akarja szolgálni az emberiség ügyét. De a regény legutolsó lapjairól nem derül ki, hogyan akarja célját megvalósítani, és lehetséges-e ez egyáltalán a regényben rajzolt társadalmi viszonyok között, a szerző nézete szerint. Az olvasó teljes bizonytalanságban marad afelől, milyen lehetőségei vannak a tényleges, alkotó, hasznos munkának és melyek a jövő kilátásai. Így haladó fel fogása ellenére is a regény zsákcúba vezet.

A főhős mellett szerepel a különböző tudóstípusok egész sora, ahogyan azt a szerző elképzeli. Megjelenik a hivatásból kiábrándult öreg tudós, a dolgait tehetséggel, de kissé hűvösen végző, vagyonos, elegáns társaság-beli ember, a betegséggel küzdő, kissé félszeg elméleti fizikus, a magánélet boldogságát meg nem találó tudós és még néhányan. Legalább is a szerző ilyen és csak ilyen tudóstípusokat ismer, ezek teljes emberi jellemzésével szintén adós marad. A tudományos munka leírása nem tűnik mindig, lényegében hitelesnek. Valószínű, hogy a fizikán kívül állók közül sokan érdeklődéssel olvassák a regényt, és ezt egyik-másik részlete meg is érdemli. A szakmabeli fizikusokat a mű aligha elégti ki. Feltehető, hogy a kissé igényesebb irodalmi értékelés még kevesebbet talál a könyvben, mint a fizika iránt érdeklődő olvasó.

V. M.

Öveges József:

### ELEKTROMOSSÁGTAN ÉS AZ ÉLET

(Művelt Nép Kiadó, Budapest, 1954.)

Öveges József 283 lap terjedelmű népszerű elektromosságtana az »Ember és Világ« sorozatban jelent meg és az »Élő fizika« II. kötetét képezi. Ismerteti az elektromosságtanra vonatkozó alapfogalmakat, az áram hatáseit és ezek gyakorlati alkalmazását. Általában a mindennapi élet tapasztalataiból, illetve egyszerű kísérletek leírásából indul ki. Több helyen egyszerű számításokat is közöl. Minden fejezet végén gondolkoztató kérdések és feladatok találhatók, melyek megoldása a könyv végén lelhető meg.

A könyv alkalmas arra, hogy teljesen laikus olvasók számára általános, bár kissé felületes és rendszertelen

képet nyújtson a legfontosabb elektromos alapjelenségekről és főként az elektromosság igen széleskörű gyakorlati felhasználási területről. Elsősorban ezen gyakorlati kérdések tárgyalása mondható sikerültnek; az elvi kérdések taglalása sokszor nem elég pregnáns és több hibás állítással is találkozhatunk.

A könyv számos ügyes ábrát, valamint több hasznos szemléltető táblázatos összeállítást tartalmaz.

N. L.

Öveges József:

### A LEGÚJABB KOR FIZIKÁJA

(Művelt Nép Kiadó, Budapest, 1955.)

A szerző nyilvánvaló célkitűzése az, hogy a 250 lap terjedelmű könyvecskéjében az olvasóközönség legszélesebb körei számára képet adjon a modern fizika legújabb fejlődéséről, az anyag szerkezetének kérdéseiről, az elemi részecskék tulajdonságairól, az atomenergia mibenlétéről, a relativitás elméletéről, a Világegyetem fejlődéséről, lényegében véve tehát egész mai fizikai világképünkről. Nyilvánvaló, hogy ez a túlságosan átfogó célkitűzés reménytelen feladat elé állítja az író.

A könyv első fejezetei az anyag klasszikus atomizmusával, az elektromosság atomizmusával, a fény elektromágneses elméletével és a radioaktivitással foglalkoznak. Ezek a fejezetek valóban bárki által jól követhetők és meglehetősen helyes képet rajzolnak. Korántsem mondhatjuk el ezt azonban a további fejezetekről. Sokkal jobb lett volna a mondottakhoz még egy-két később tárgyalta kérdést, pl. az atommagreakciókat és a magenergia kérdését hozzávéve a könyv tárgykörét bezárni. A szerző azonban sajnos nem ezt az utat követi, hanem oly veszélyes ösvényre lép, mely az előző fejezetek érdemeit is lerontja. A továbbiakban ugyanis az olvasóban minden összekeveredik. A legváltozatosabb, kiragadott kérdések nem túl rendszeres tárgyalása a dolog természeténél fogva nem vezethet újabb megismerésekre, sem a kép elmélyülésére, hanem csakis teljes zűrzavarra. Emellett meg kell mondanunk, hogy ezen modern kérdések ismertetésénél a szerző beállítása igen sokszor mind szakmai, mind filozófiai szempontból elhibázott, sőt, ezenfelül a fejezetek meglehetősen bővelkednek különféle tárgyi tévedésekben. (Különösen áll ez a VI., IX., és a XI. fejezetre!) Ezzei kapcsolatban a könyv szakmai lektorát is komoly felelősség terheli. Azt hisszük, nem lenne ildomos e helyütt szemelvényeket közölni a bőségesen fellelhető hibákból és tévedésekből.

Összefoglalva azt kell mondanunk, hogy a könyv mind célkitűzésében, mind pedig megvalósításában alapjában elhibázott. A »népszerűsítő munkák« sorában elfoglalt helye a tipikus ellenpélda esete. Nem hisszük, hogy lenne az olvasóközönségnek oly rétege, mely haszonnal forgathatná a könyvet. Belőle csak hamis és valóságtól nagyon is távolos, zavaros kép alakulhat ki a laikus olvasóban. A természettudományok népszerűsítésének nem ezen az úton kell haladnia. *Leszűkíteni a tárgykört és azt a specialista elmélyültségével közel hozni a nem szakember dolgozókhöz; ez az, amire a jövőben törekednünk kell!*

N. L.



A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA  
KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK  
KÖZLEMÉNYEI

IV. évfolyam 1. szám.

1. *Deézi Irén*: A nitrogén-oxid-molekula ún.  $\gamma$ -,  $\varepsilon$ -,  $\beta$ - és  $\delta$ -sávjairól.
2. *Friedländer Ervin* és *Kiss Dezső*: (többszörös GM-impulzusokkal kapcsolatos mérések).
3. *Rozsnyai Balázs*: Háromtest kölcsönhatások matrix-elemei és potenciális energiái Hartree—Fock-közelítésben.

4. *Hedvig Péter*, *Németh László* és *iff. Schay Géza*: Folyadékok dielektromos állandójának és veszteségszögének mérése a többszörös reflexió jelensége alapján, mikrohullámokon.
5. *Ozike Kálmán* és *Fodor Józsefné*: Nehésvíz félüzemi előállítása.
6. *Schmidt György*: Hidegemisszió nagy áramsűrűségnek.
7. *Simonyi Károly*: Az atomenergia hasznosításának lehetősége.
8. *Lukovics Albert*: Szcintillációs alfa-számláló II.
9. *Vízssolyi Endre*: p-Terfenil előállítása.
10. *Szilvay Gézné*: Tekercsek öndukció és kölcsönös indukció változásának számítása mágnesződő próbatest jelenlétében.

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

**A magmodellek elmélete.** Az elméleti magfizika eredményeit sok esetben különböző magmodellek felhasználásával érte el. Az utóbbi időben különösen a Mayer-Jensen-féle héjmodell és a neutronszerzés Weisskopf-féle modellje könyvelhetett el sok sikert. A héjmodell az atommagot sztatikus potenciálvölgyben egymástól közelítőleg függetlenül mozgó részecskék összességéhez hasonlítja, és ezen elgondolás alapján számot ad a kötési energiák, magspinek, paritások stb. törvényszerűségeiről. A Weisskopf-féle „homályos kristálygömb-modell” pedig a neutronszerzést úgy írja le, mint egy neutronnak sztatikus (komplex) potenciálvölgyben való szóródását és a mérésekkel igen jó összhangban álló eredményekre vezet. E két modell sikere meglepő, ugyanis nem számolnak a nukleonok között ható intenzív (a kétnukleon-szerzésekisérletekből ismert) vonzó- és igen rövidható-távolságú taszítóerőkkel, amelyek lehetetlenné teszik, hogy a nukleonok egymástól függetlenül meghatározott kvantumpályákon mozogjanak, mint a Mayer—Jensen-modell részecskéi, és azt is, hogy nagyszámú, nyüzsgő nukleont tartalmazó magon szóródó neutron mozgását sztatikus potenciálvölgyben való mozgásnak tekintsük.

*Eden és Francis* a következő gondolat felvetésével kívánja feloldani ezt a látszólagos ellentmondást: Az egyes magmodellekről nem szabad azt gondolnunk, hogy azok az atommaggal minden tekintetben azonosak. Azok csupán a mag bizonyos tulajdonságait tükrözik híven (pl. a héjmodell a spineket és paritásokat), más tulajdonságok értelmezésére azonban már nem alkalmasak (a héjmodell esetében ilyenek a  $\beta$ — $\gamma$  átmeneti valószínűségek vagy a kvadrupólmomentumok). Eppen ezért a héjmodell sikereiből nem szabad arra következtetnünk, hogy a nukleonok valóban meghatározott kvantumpályákon egymástól függetlenül mozognak, csupán arra, hogy egy független részecskékből álló dinamikai rendszer bizonyos tulajdonságai megegyeznek az atommag tulajdonságaival. A héjmodell sikerei azt mutatják, hogy amíg lemondunk arról, hogy pl. az átmeneti valószínűségeket elméletileg meghatározzuk, az igen bonyolult magfizikai többtestproblémát egy független részecskeproblémával helyettesíthetjük, de e független részecskéket semmiesetre sem tekinthetjük azonosaknak a nukleonokkal!

*Eden és Francis* részletesen foglalkoznak a felvetett gondolat matematikai formalizmusának kidolgozásával. Megmutatják, hogy a „valódi mag”, egy erős kölcsönhatásban álló nukleonrendszer viselkedését leíró Schrödinger-egyenletről egy ügyesen választott transzformációval egy független részecske-rendszer (a héjmodell) Schrödinger-egyenletét kaphatjuk. A transzformáció természetéből következik, hogy a modell spinje, paritása, és a kötési energia függése a részecskeszámától a valódi mag megfelelő adataival megegyezik, az átmeneti valószínűségeket, mágneses dipól- és elektromos kvadrupólmomentumokat azonban az így megkonstruált modell

már nem tükrözi híven. Ilyen módon az eddig inkább heurisztikus alapokon nyugvó Mayer—Jensen-féle héjmodell mélyebb megalapozást nyert. A szerzők rámutatnak arra, hogy módszerük alapján a szórás-kísérletekből ismert kétnukleon-kölcsönhatásból le lehet vezetni a héjmodell potenciálvölgyét, amelyet mindeddig csupán feltevések segítségével lehetett megszerkeszteni. — Hasonló megfontolásokat fűznek Weisskopf modelljéhez. *Phys. Rev.* 97, 1366 (1955).

Gy. G.

**A mértékegységek pontos meghatározása.** 1954 októberében tartották de Broglie elnökletével a 10. nemzetközi mértékügyi konferenciát, melyen 32 ország képviselői vettek részt. A konferencia több fontos határozatot hozott.

Ismeretes, hogy a ma használatos métert hosszúságegységgel Franciaországban a francia forradalom idején, nemzetközileg pedig 1875. május 20-án vezették be. Prototípusát 1889-ben fogadták el hivatalosan, s azóta a Párizs melletti Sevresben, a Nemzetközi mértékügyi Intézetben (*Bureau International des Poids et Mesures*) őrzik. E platina-irídium-rúd két karcolata közti távolság a hosszúság egysége, a méter. A normálméteren azonban a karcolatok nem elég finomak, a mai mérési pontosságnak nem felelnek meg. Többek között ezért merült föl az a gondolat, hogy a hosszúságra biztosabb és pontosabb egységet kell keresni. A spektroszkópiában már régebben szokásos, hogy a hosszúságegységet a kadmium-elem vörös színképvonalának hullámhosszával definiálják. Kadmium-, kripton-, higany-, xenon-izotópok jól megfelelnek ennek a célnak a spektroszkópiában, mert hullámhosszukat rendkívül nagy pontossággal lehet összehasonlítani. Nehézségekbe ütközik azonban ennek alapján más típusú hosszúságok mérése. Ezért a konferencia megtartotta a célnak eredeti definícióját.

Felülvizsgálták a termodinamikai hőmérsékleti skála pontosságát is. A szokásos két alappont helyett egyetlen alappontot fogadtak el, megadva az abszolút zérusponttól való távolságát. Alappontként a víz hármaspontját fogadták el: 273,16 K°. Ez 0,01 fokkal magasabb a jég (normálműnyomáson mért) olvadáspontjánál.

A másodpercet a középnapi alapján szokás definiálni. Néhány év óta azonban ismeretes, hogy a Föld forgási-ideje különböző perturbációk miatt rendszertelenségeket mutat. Ezért a konferencia a következő határozatot hozta: „A másodperc az 1900. trópusi évnek 31 556 925, 975-öd része”.

Foglalkozott a konferencia a gyakorlati mértékrendszer kérdésével is. Bár egységes álláspont nem alakult ki, a kidolgozandó gyakorlati mértékrendszer alapegységeiül a következő egységeket fogadták el: méter, kilogramm (tömeg), másodperc, amper, Kelvin-fok és Candela (fényerősség). *Phys. Blätter*, 4/1955.

Sz. J.



# FIZIKAI SZEMLE

Az  
Eötvös Loránd  
Fizikai Társulat  
Lapja

## TARTALOMJEGYZÉK

*Szalay Sándor—Berényi Dénes*: Termonukleáris atommagfolyamatok és a H-bomba

*Hrehuss Gyula*: Diffúziós ködkamra bemutatási célokra

*Pál Lénárd*: Ferromágneses félvezetők

### A FIZIKA TANÍTÁSA

*Bujdosó Ernő*: Alfa-részecskék kimutatása diapozitív lemezben

### HÍREK—EGYESÜLETI ÉLET

### A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

### KÖNYVSZEMLE





Felelős szerkesztő: Szamosi Géza

Szerkesztőbizottság:

Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Faragó Péter, Keszthelyi Lajos, Marx György, Szamosi Géza,  
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Szerkesztőbizottság titkára: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő: 111-010 \*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat  
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.  
Csekkszám: 61257.

Előfizetés egy évre 30,— félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

## СОДЕРЖАНИЕ

Ш. Салаи—Д. Берёны: Термонуклеарные ядерные процессы и водородная бомба

Дь. Хрехуши: Диффузионная камера Вильсона для демонстраций

Л. Пал: Ферромагнитные полупроводники

### ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Э. Буйдосо: Обнаружение  $\alpha$ -частиц на диапозитиве

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОБЗОР КНИГ

## INHALT

S. Szalay—D. Berényi: Thermonukleare Atomprozesse und die H-Bombe

Gy. Hrehuss: Diffusionsnebelkammer für Vorführungszwecke

L. Pál: Ferromagnetische Halbleiter

### PHYSIKUNTERRICHT

E. Bujdosó: Nachweis von  $\alpha$ -Teilchen auf Diapositivplatten

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

BUCHBESPRECHUNG

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1956. VI. 4. Pédányszám: 1600. Terjedelem: 4 (A/5) ív.

Ez a folyóirat az MNOSZ 3405 és 5602 Á szerint készült

Akadémiai Nyomda, Gerlóczy-utca 2. — 40023/56 — Felelős vezető: Puskás Ferenc



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VI. évfolyam

5. szám

1956. szeptember

## Termonukleáris atommagfolyamatok és a hidrogén-bomba

A tömegspektroszkópiai mérések adataiból könnyen kiszámíthatjuk azt az energiát, amelyik atommagok átalakulása alkalmával felszabadulhat. A fellelő tömegdefektust (tömeg-eltűnést) a fénysebesség négyzetével megszorozva kapjuk meg a felszabaduló energiát ( $\Delta E = c^2 \Delta m$ ). Az ismert atommagfolyamatok között teljes tömeg-energia átalakulás nem fordul elő. Minden energiaszabadító magfolyamat nukleonok átrendeződéséből áll. A nukleonok egymásba alakulnak, de nem semmisülnek meg.

Ismeretes, hogy a legnagyobb atomsúlyú atommagok hasadása révén nagy energia szabadul fel. Egy másik lehetőség a legkisebb atomsúlyú magok egymásba olvasztása, fúziója. A fúziós folyamatok szintén hatalmas energiaszabadulással járnak, amint ez a tömegspektrográffal meghatározott izotóp tömeg értékekből és a kötési osztályrészes görbéből nyilvánvalóan kiderül (lásd Szamosi cikkét a Fizikai Szemle előző számában). Ilyen fúziós magreakciókat Cockroft és Walton klasszikus kísérletei után mintegy 20 év óta könnyen meg tudunk valósítani. Deutériumot már tízezer volt potenciál-különbséggel gyorsítva is elég sebességre hozhatunk ahhoz, hogy egy másik deutérium magba jól kimutatható valószínűséggel be tudjon hatolni. Sajnos a behatolási valószínűség nem elég ahhoz, hogy makroszkopikus értelemben energiát nyerhessünk. Az atommagok igen kis átmérője (cca.  $10^{-13}$  cm) és pozitív töltésük miatt nagyságrendben csak minden milliommodik felgyorsított részecske fog egy atommagba beleütközni. A bombázó részek túlnyomó nagy többsége energiáját a bombázandó céltárgy atommagjai körül keringő elektronoknak adja át, úgy, hogy az végül hővé alakul. Az ily módon létrehozott fúziós reakció tehát pozitív energia-mérleggel, hasznos energia-felszabadulással nem járhat.

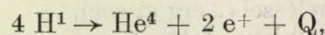
Ezen felismerések után felmerült több oldalról is az a gondolat, hogy magas hőmérsékletre hevítéssel a hőmozgás útján ütköztessük az atommagokat. Ha így sikerül nagy energia-felszabadulást elérni, akkor a hőmérséklet még tovább emelkedik és a folyamat fokozódik.

### Termonukleáris magfolyamatok elvi lehetősége

Termonukleáris folyamat alatt olyan atommagfolyamatot értünk, ahol az atommagok

egymásba hatolása hőmozgásuk kinetikai energiája révén jön létre. Nem kétséges, hogy egy ilyen folyamat létrejöttéhez óriási hőmérsékletre (sok millió  $^{\circ}\text{C}$ ) van szükség, és még így is csak a legkisebb rendszámú elemek (H, He, Li) esetében jöhet létre számottevő valószínűséggel. Az atommag pozitív töltésének Coulomb-féle taszítása az egymásba hatolással szemben potenciál-küszöböt hoz létre, és ha a behatoló részecske kinetikai energiája jóval alacsonyabb, mint a potenciál-küszöbnek megfelelő maximális potenciális energia, akkor a klasszikus fizika értelmében egyáltalán nem is hatolhatna át a küszöbön. A hullámmechanikából tudjuk azonban, hogy ilyen áthatolás lehetséges, ha nem is túl nagy valószínűséggel. Ha a potenciál-küszöb alakját, méreteit pontosan ismernők, akkor az áthatolás valószínűségét is kiszámíthatnók.

Egy feltételezett egyszerű fúziós reakciónál a felszabaduló energiára vonatkozó számítást minden fizikus hallgató könnyen el tudja végezni. Ha pl. négy hidrogén-atom egyesül egy héliummá, két pozitron kibocsátása mellett,



akkor a tömegspektroszkópiai adatok alapján az egyszerű számítás a következő:

$M(1\text{H}^1)$	$= 1,00813 \text{ TE}$	azaz	4,03252
$4 \cdot M(1\text{H}^1)$	$= 4,03252 \text{ TE}$		— 4,00388
$M(2\text{He}^4)$	$= 4,00388 \text{ TE}$		0,02864
$M(\text{e}^+)$	$= 0,00055 \text{ TE}$		— 0,00110
$2 \cdot M(\text{e}^+)$	$= 0,00110 \text{ TE}$		0,02754 TE

mivel pedig 0,001 tömeg egység (TE) 0,931 MeV-tal egyenlő, a felszabaduló összes energia 0,02754-szer 931 = 25,6 MeV.

Az előbbi számítás alapján tehát az adódott, hogy 4 hidrogén-atomból egy héliumot felépítve 25,6 MeV energia szabadul fel, ami kalóriákra átszámítva 1 kg H esetén kb.  $7,5 \cdot 10^{11}$  kalóriát jelent, és ez 3000 Kal-ás barnaszenet feltételezve kb. 25 000 tonnának, azaz kb. 2500 vagon szénnek felel meg.



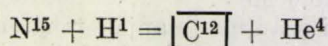
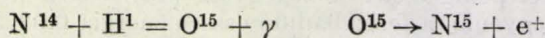
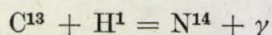
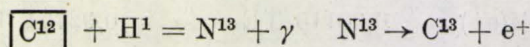
## Termonukleáris folyamatok a csillagokban

Először R. d'E. Atkinson és F. G. Houtermans<sup>1</sup> 1929-ben végzett számításokat termonukleáris reakció létrejöttének hullámmechanikai valószínűségére, pontosabban protonok behatolási lehetőségére a könnyű magokba, a csillagok belsejében uralkodó sűrűség és hőmérséklet-viszonyok között. Az ilyen reakcióknál felszabaduló energiával megmagyarázhatónak találták a csillagok energia-termelését, míg alfa-részecskék behatolását feltételezve, ugyanez nem sikerült. Ők gondoltak először arra, hogy a csillagok belsejében uralkodó igen magas hőmérsékleten ilyen folyamatok létrejöhetnek, és e folyamatok fedezhetik a csillagok kisugárzott óriási energiáját.

Régen ismeretes, hogy a Nap kisugárzott energiáját nem fedezheti saját hőkapacitásából a Föld történetének hosszú idején át. Mióta tudjuk, hogy az égitestek és a Föld korát 1000 millió években kell mérnünk, nyilvánvaló, hogy a csillagok belsejében szakadatlan és nagy arányú energia-termelés folyik.

Már R. d'E. Atkinson és F. G. Houtermans rámutattak arra, hogy az atomok energia-termelése nem képzelhető el négy hidrogén-atomnak közvetlenül 1 hélium-atommaggá való egyesülése útján. Négy atommag egyidejű összeütközésének valószínűsége rendkívül kicsi. H. Bethe és C. L. Critchfield<sup>2</sup> 1938-ban újból foglalkoztak a termonukleáris reakció elméleti vizsgálatával az égitestek hőtermelésével kapcsolatban, és becsülték egy  $H + H = D + e^+$  termonukleáris folyamat valószínűségét és energia-termelését a Nap középpontjában uralkodó feltételek mellett (20 millió  $^{\circ}C$ , 80-as sűrűség és 35%-os hidrogén-tartalom). Az ezen az alapon végzett számítások nagyjából egyezést mutattak a Napban megfigyelt átlagos energia-termeléssel (2 erg/gr sec).

Bethe 1939-ben<sup>3</sup> tette közzé alapvető fontoságú munkáját, amelyben a Nap energia-termelésére vonatkozólag logikus és félkvantitatívnak mondható elméletet dolgoz ki. Ezen elmélet lényege az, hogy 4 atom H nem egyszerre egyesül, hanem a jelenlevő  $C^{12}$ -es atommagok mintegy katalitikus közreműködésével egymás után. Végül is 4 proton behatolása után 1 alfa-részecske lép ki, és a  $C^{12}$ -es atommag újból felszabadul. Ezt az ún. ciklikus folyamatot a következő reakció-egyenletek írják le:



Bethe kimutatta azt is, hogy a természetben ez az egyetlen ilyen ciklikus jellegű atommag-reakció-csoport.

Bethe e munkájában az alacsonyabb rendszámú elemeknél az összes akkor ismert magfolya-

matok termonukleáris úton való létrejöttének valószínűségét közelítőleg kiszámítja, a Nap belsejében 18,5 millió  $^{\circ}C$ -ot tételezve fel. Számításai szerint 1000 millió év alatt a Nap H-tartalmának cca. 1%-át égette el héliummá, azaz a Napban uralkodó hőmérséklet esetén a reakció-sebesség még mindig igen kicsi. Ilyen hőmérsékleten egy részecske közepes kinetikai energiája 1700 elektronvolt, míg szobahőmérsékleten, amint ismeretes, 0,025 elektronvolt.

$16 \cdot 10^6$   $^{\circ}C$  hőmérsékletnél a  $H + H = D + e^+$  és  $C^{12}$  ciklikus reakciója egyformán valószínű. Alacsonyabb hőmérsékleteknél az előbbi, magasabbnál az utóbbi válik uralkodóvá.

Atkinson és Houtermans, valamint Bethe munkáinak eredményét röviden összefoglalva nyilvánvaló, sőt bizonyosra vehető, hogy a Nap és a hasonló hőmérsékletű állócsillagok belsejében termonukleáris folyamatok létrejönnek, és ezek termelik a kisugárzott nagy mennyiségű energiát. Hullámmechanikailag kiszámítható az az idő, (közepes vagy valószínű élettartam  $\tau$ ), amely idő alatt egy proton sorsa feltehetően az, hogy beolvad egy másik magba termonukleáris folyamat révén. Ezt a közepes élettartamot a következő módon definiálhatjuk. Legyen adva az égitest belsejében 1  $cm^3$ -ben jelenlevő protonok száma:  $n_1$ , valamint a beolvadásban résztvevő másik mag száma:  $n_2$ , legyen továbbá adva a hőmérséklet és tételezzük fel a Maxwell-féle sebesség-eloszlást. A  $n_1$  számú proton közül  $dt$  idő alatt fúzió révén beolvadó protonok száma  $dn$ , arányos lesz a jelenlevő, még nem fuzionált protonok számával ( $n_1$ ), a beolvasztó atomok számával ( $n_2$ ), a  $dt$  idővel és egy arányossági szorzóval,  $\lambda$ . Ez utóbbi matematikai analógja a bomlási állandónak, itt inkább „beolvadási állandónak” nevezhetjük:

$$dn = -\lambda n_1 n_2 dt.$$

A fenti egyenletben a  $\lambda$  tartalmazza a hőmérséklet befolyását, ill. a Coulomb-féle potenciálküszöbön való áthatolás kvantummechanikai valószínűségét, amely a részecskék sebességének és a potenciálküszöbnek az ismerete alapján kiszámítható. Az egyenletből könnyen belátható, hogy a  $\lambda$  jellege  $sec^{-1}$ . Célszerű helyette a reciprokt értéket bevezetni:

$$\lambda = \frac{1}{\tau}.$$

A  $\tau$  nem más, mint a valószínű élettartam.

Az egyenletből elemi módon következik, hogy  $\tau$  idő alatt a jelenlevő protonok száma éppen  $\frac{1}{e}$ -ed részére csökken.

A fenti szerzők, Atkinson és Houtermans, majd pontosabban Bethe, a csillagokban feltételezhető folyamatokra nézve kiszámították a  $\tau$  értékét. Nagyságrendileg különböző értékeket kaptak a proton behatolására különböző atommagokba



(lásd az 1. táblázat tájékoztató jellegű adatait<sup>4</sup>. A  $C^{12}$  közepes élettartama proton behatolására vonatkozólag  $2 \cdot 10^8$  év körül van. A valóságban azonban a  $C^{12}$ -es magok a már említett regenerálódás miatt újból felszabadulnak. A  $H + H = D$  folyamattal szemben a közepes élettartam  $1,2 \cdot 10^{11}$  év. Ezek az adatok 80-as sűrűség és 35%-os proton-tartalomra vonatkoznak 20 millió  $C^\circ$ -os hőmérséklet mellett, vagyis olyan viszonyok között, amelyek a Nap és az állócsillagok belsejében uralkodnak. Minthogy a csillagászatban az időket 1000 millió években mérjük, és továbbá a Nap óriási tömege és térfogatához képest kis felülete miatt a kisugárzás és a hőtermelés egyensúlya ilyen reakció-sebességek mellett biztosítható, nem kétséges, hogy ilyen folyamatok termelik a Nap és az állócsillagok belsejében az energiát.

I. táblázat

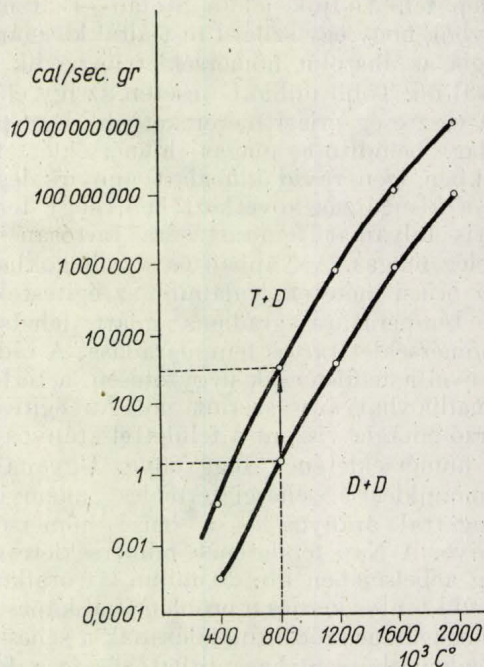
Magfolyamat	Rövidített jelölése	Felszabaduló energia	Közepes élettartam
$H^1 + H^1 \rightarrow H^2 + e^+$	(H+H)	1,4 MeV	$10^{11}$ év
$H^1 + H^2 \rightarrow He^3 + h\nu$	(H+D)	5,0 MeV	0,5 sec
$H^1 + H^3 \rightarrow He^4 + h\nu$	(H+T)	20,0 MeV	$5 \cdot 10^{-2}$ sec
$H^2 + H^2 \rightarrow He^3 + n$	(D+D)	3,2 MeV	$3 \cdot 10^{-5}$ sec
$H^2 + H^2 \rightarrow H^3 + H^1$	(D+D)	4,0 MeV	$3 \cdot 10^{-5}$ sec
$H^2 + H^3 \rightarrow He^3 + n$	(D+T)	17,0 MeV	$1,2 \cdot 10^{-6}$ sec
$H^3 + H^3 \rightarrow He^4 + 2n$	(T+T)	11,0 MeV	?

A táblázat a hidrogén izotópjai közötti fúziós reakciókat foglalja össze, megadva a felszabaduló energiát, valamint a közepes, vagy valószínű élettartamot közelítőleg a Nap belsejében uralkodó viszonyok között Bethe számításai szerint.<sup>4</sup>

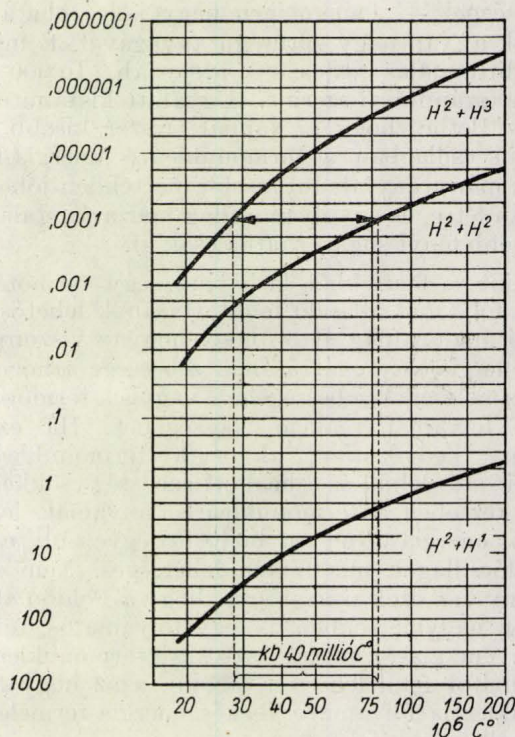
### Termonukleáris folyamat lehetősége a Földön

Már a csillagok energia-termelésével kapcsolatban végzett számításokból kiderült, hogy termonukleáris folyamat csak nagyon magas hőmérsékleten (sok millió  $C^\circ$ ) jöhet létre, és ott is csak aránylag kis reakció-sebességgel, azaz nagy valószínű élettartammal (lásd az 1. és 2. ábrát<sup>4,5</sup>). A két ábra azt szemlélteti, hogyan függ a felszabaduló energia mennyisége, ill. a reakciósebesség a hőmérséklettől különböző termonukleáris folyamatok esetén. Az 1. ábrából láthatjuk, hogy ugyanazon hőmérsékletnél milyen nagy különbség van energia-termelés szempontjából a különböző reakciók között. Így pl. 0,8 millió  $C^\circ$ -nál a  $T + D$  folyamat kb. három nagyságrenddel nagyobb energia-felszabadulással jár, mint a  $D + D$ . A 2. ábráról viszont leolvashatjuk, hogy egy adott reakció-sebességet a  $D + D$  ( $H^2 + H^2$ ) folyamat csak kb. 40 millió  $C^\circ$ -kal magasabb hőmérsékleten ér el, mint a  $D + T$  ( $H^2 + H^3$ ) folyamat, míg ugyanakkor a  $D + H$  olyan messze elmarad mögöttük, hogy erre a reakcióra vonatkozó hőmérséklet-különbség ábránkban nem is szemléltethető.

A Földön laboratóriumi körülmények között sok millió  $C^\circ$  hőmérsékletet létrehozni, különösen tartósan, nem lehetséges. Ennek nemcsak az az oka, hogy



1. ábra. Fúziós reakcióknál felszabaduló energia a hőmérséklet függvényében L. N. Ridenour szerint.<sup>5</sup> Az x-tengelyen a hőmérséklet  $10^3 C^\circ$ -okban, az y-tengelyen pedig a szekundonként és grammonként felszabaduló energia van feltüntetve grammkalóriában



2. ábra. A közepes élettartam függése a hőmérséklettől H. A. Bethe számításai alapján.<sup>4</sup> Az abszcissa-tengelyen millió  $C^\circ$ -okban a hőmérséklet, az ordinátán a közepes élettartamra vonatkozó tájékoztató adatok vannak feltüntetve. Minél kisebb a közepes élettartam, annál nagyobb a reakció-sebesség



nincsen olyan anyagunk, amely ilyen hőmérsékletet hosszabb ideig kibírna, hanem az is, hogy a hősugárzás következtében óriási hőenergia-vesztés lép fel. Tudjuk jól a Stefan—Boltzmann törvényből, hogy egy szilárd test által kisugárzott hőenergia az abszolút hőmérséklet negyedik hatványával nő. Több millió  $^{\circ}\text{C}$  esetén az így előálló energia-vesztés óriási méreteket ölt. Egy pillanatnyilag beindított magas hőmérséklet földi méreteken igen rövid idő alatt annyira lesülyedne a kisugárzás következtében, hogy termionukleáris folyamat fenntartására tartósan nem lenne elég magas. A Napban és a csillagokban is csak az óriási méretek, valamint az égítetekben fellépő temperatura gradiens miatt lehetséges ilyen hőmérséklet tartós fennmaradása. A rádiusz növelésével a felület csak négyzetesen, a térfogat a harmadik hatvány szerint nő. Az égítetből kisugárzó energia viszont a felülettel arányos és a felület hőmérsékletének függvénye. Ugyanakkor a termionukleáris energiatermelés mennyisége a térfogattal arányos és a belső hőmérséklet függvénye. A Nap felületének hőmérséklete  $6000^{\circ}\text{C}$ , míg a belsejében kb.  $20$  millió  $^{\circ}\text{C}$  uralkodik. Rendkívül fontos kérdés e problémával kapcsolatban a hősugárzás szétdiffundálásának a sebessége. Ez a legkevésbé sem hasonlítható össze a fényterjedési sebességével szilárd test belsejében.  $20$  millió  $^{\circ}\text{C}$ -nál a hősugárzás maximuma — hullámhossz szerint — a lágy röntgen-sugárzás tartományába esik. A kvantumok viszont nem hagyhatják el a Nap belsejét rádiális irányban — fénysebességgel —, hanem igen nagy kölcsönhatásba lépnek a Nap nagy sűrűségű anyagával. E miatt a kidiffundálás valószínű ideje kb.  $10\,000$  év Bethe<sup>6</sup> számításai szerint. Ugyanitt kiszámította azt is Bethe, hogy a Napnál tízszer kisebb átmérőjű csillagban a termionukleáris energia-termelés már aránytalanul kisebb mértékben jöhetne csupán létre, és egy ilyen csillag már aránytalanul kevesebb fényt sugározhatna csak ki.

Mint a fentiekből láthatjuk, egy termionukleáris folyamat állandó fenntartásának lehetősége döntő módon függ attól, hogy hogyan viszonylik a hőenergia szétsugárzásának sebessége a hőenergia termelésének sebességéhez, vagyis a termionukleáris folyamat reakció-sebességéhez. Ha ez a viszony kedvezőtlen, akkor a termionukleáris reakciós tér lehűl, és a beállott sebesség-csökkenés következtében a termionukleáris folyamat leáll. Tartós energia-termelést biztosító egyensúly csak az állócsillagok méreteiben lehetséges. Nem sok remény van ezek szerint arra, hogy a Földön akár milyen nagymértékben is egy folyamatos, tehát békés energia-termelést biztosító termionukleáris folyamatot fenn lehessen tartani, azaz hogy termionukleáris folyamatot békés energia-termelésre használhassunk fel.

Hogy mégis elsőrendű tudósokból álló kisebb csoportokat foglalkoztatnak a termionukleáris energia békés felhasználási lehetőségének tanulmányozásával az USA-ban (Princetonban L. Spitzer, Los Alamosban pedig J. L. Tuck vezetésével<sup>7</sup>), valamint a Szovjetunióban (L. A. Artsimovich és M. A. Leontovich vezetésével<sup>25</sup>), ennek okát abban az óriási — bár egyelőre úgy látszik virtuális — lehetőségben kell keresnünk, amit egy esetleges sikeres megoldás jelentene. Ilyen fantasztikus arányú remények esetén indokolt a lehetetlennek látszót is legalább kimerítően tanulmányozni, hogy nem rejlik-e valahol valami lehetőség.

Egy lélektani okot sem szabad figyelmen kívül hagyni. A fizika és különösen az atommagfizika fejlődése korunkban felbecsülhetetlen jelentőségű, és régebben lehetetlennek tartott problémákat oldott meg. Olyan eredményeket hozott, hogy ilyen téren a túlzott optimizmus szinte divatos állásfoglalássá vált, gyakran a tudósok körében is, akik pedig a múltban a népszerűsítő irodalom fantasztikusnak látszó elképzeléseivel szemben erősen kritikus, tartózkodó magatartást tanúsítottak. Így megérthetjük, hogy jelenleg kevés tudós meri határozottan kimondani, hogy a termionukleáris folyamatok szabályozott és békés célokra való felhasználása lehetetlen.<sup>8</sup> Mások talán ugyanezt gondolják, de óvatosabban úgy nyilatkoznak, hogy  $20$ — $50$  éven belül a megoldás nem remélhető.

Érdemes megemlíteni, hogy egy R. Richter<sup>8</sup> nevű, egyébként szakmai körökben nem igen ismert atommagfizikus Argentínában hatalmas összegeket tudott szerezni fúziós kísérletek céljaira. Kondenzált elektromosszakra kisülést ültetett át nehézhidrogén gázon és lithiumon, hogy így apró mikro-termionukleáris folyamatokat hozzon létre. Próbálkozott egy termionukleáris „lánc-folyamattal” is. Valószínűleg igen nagy anyagi támogatást kapott és a napi sajtóban többször fantasztikus híradások jelentek meg a rövidesen várható eredményekről, végül is nem sikerült a kudarcot tovább lepleznie. Elbocsátották és a kísérleteket beszüntették. Sorsa kissé emlékeztet a középkori aranycsinálókéra.

Legújabbban a Kurtchatov által ismertett ilyen irányú komoly szovjet kísérletek is lényegében negatív eredményre vezettek.<sup>25</sup>

A fentiekből nyilvánvaló, hogy szabályozott, lassú és így békés célokra felhasználható, energiát szolgáltató termionukleáris folyamat létrehozására jelenleg nem látszik lehetőség. Úgy látszik, hogy itt is olyan fundamentális új felismerésre lesz szükség, mint amilyen új volt az atommaghasadás felfedezése az 1939 előtti ismeretekhez képest.

### A hidrogén-bomba

Más a helyzet egy pillanatnyi robbanásszerű folyamat létrehozásának lehetősége terén. Ilyen folyamat jön létre akkor, ha a termionukleáris energiatermelés sebessége nagyobb, mint a hő szétsugárzásának (szétdiffundálásának) sebessége. Ha a termelés gyorsabb, mint a szétsugárzás, akkor a hőmérséklet nem csökken, hanem emelkedik, és a folyamat mindaddig fokozódik, amíg a



rendelkezésre álló energiatermelő anyagot fel nem emésztette. Minthogy az energia szétsugárzásának sebességét ilyen hőmérsékletnél semmiféle módon nem tudjuk befolyásolni, mert semmiféle hőszigetelő burkolat és sugár-visszaverő, tükröző felület ilyen hőmérsékleten nem képzelhető el, a termonukleáris robbanás lehetősége azon múlik, hogy lehetséges-e egy termonukleáris folyamat közepes élettartamát annyira lecsökkenteni, hogy a reakciósebesség nagyobb legyen, mint a szét-sugárzás sebessége.

Durván egy milliomod másodpercre becsülhetjük azt az időt, amelyen belül a termonukleáris folyamatnak le kell játszódnia, mielőtt még az energia szétsugárzódása a hőmérsékletet túl alacsony értékre szállítaná le. Ez egy termonukleáris robbantás létrehozásának egyik feltétele. A másik feltétel az, hogy a robbantás beindításához a termonukleáris reakció anyagát magas hőmérsékletre (sok millió  $^{\circ}\text{C}$ ) hevítsük. Az utóbbi atombomba segítségével elérhető. Nem kétséges, hogy általában a H-bombának a gyutacsa egy különösen jó hatásfokú atombomba, amely robbanása pillanatában a H-bomba anyagát sok millió  $^{\circ}\text{C}$  hőmérsékletre hevíti, és így a termonukleáris folyamatot beindítja.

Az atombomba robbanásánál roppant magas hőmérséklet keletkezik. A robbanás centrumában a hőmérsékletet 50 millió  $^{\circ}\text{C}$ -ra is becsülték<sup>5</sup> a régi hirosimai ún. nominális A-bomba esetében (a nominális atombomba robbanási energiája kb. 20 kilotonna trinitrotoluollal egyenlő, TNT ekvivalens). 1949-ben sikerült egy olyan A-bombát előállítani, amelyik a nominális atombomba 25-szörösét is elérte. Ez a tökéletesítés jelentette a H-bombához vezető előzetes kísérleteket. Nyilvánvaló, hogy egy ilyen atombomba, ha gyutacsaként használjuk, nemcsak a robbanás centrumában tud többször tízmillió fok  $^{\circ}\text{C}$  hőmérsékletet létrehozni, hanem az őt körülvevő fúzionálható anyagot is pillanatnyilag többször tízmillió fokos hőmérsékletre hevíti.

Visszatérve a hőenergia szétdiffundálása sebességének becslésére, a következő durva megfontolást végezhetjük. Légüres térben a hősugárzás fénysebességgel diffundál szét, tehát egy pontoszerű centrumot egy milliomod másodperc alatt 300 m távolságra hagy el. Minthogy a bomba anyaga feltehetően szilárd vagy folyékony, és fajsúlya 1 vagy annál nagyobb érték, továbbá feltehetően a tömeg tehetetlenségének elve alapján vastag, nagy atomsúlyú anyagból készült fojtással veszik körül, a hő szétdiffundálásának sebessége a fénysebességnél jóval kisebb, talán két nagyságrenddel kisebb lehet, mert a gamma-, röntgen-, majd ultraibolya- stb. kvantumok sokszoros kölcsönhatásba lépnek az anyaggal. Ezek szerint becsüljük kb. 1 milliomod másodpercre azt az időt, amely alatt a fejlődő hőnek nagy része már szétsugárzódik. Látható tehát, hogy a robbanás létrejöttének feltétele az, hogy a termonukleáris folyamatban résztvevő atommagok közepes élettartama e folyamattal szemben az adott

berendezéssel biztosított körülmények között 1 milliomod sec nagyságrendű kell legyen.

A hidrogén-bomba szerkezetével kapcsolatban előre bocsátjuk, hogy erről autentikus, hivatalos közlés eddig az irodalomban nem történt. Több közlés jelent meg arra vonatkozólag, hogy H-bombákat tényleg sikeresen robbantottak, mind szovjet, mind amerikai részről. Ugyancsak elég jelentős irodalom került közlésre feltétlenül autentikus szakemberek tollából, amelyek messzemenő találgatásokat tartalmaznak a H-bomba szerkezetére vonatkozólag. E szerzők általában úgy nyilatkoznak, hogy cikkeiket nem hivatalos adatok alapján állították össze, hanem azok tartalma a közismert és közzétett atommagfizikai ismeretek alapján, egy e téren tudományosan képzett kutató logikájával állítható össze. Éppen ezért ezen összefoglaló közleményünk sem nyújthat többet, mint irodalmi beszámolót és tudományosan logikusan megalapozott találgatásokat, feltevéseket.

Magában véve igen erős támpontot ad már az a tény, hogy ezen új típusú „szuper-atombombát” H-bombának hívják, és hogy az elkészítése valóban sikerült, továbbá a felszabadított energia cca. ezerszer nagyobb az ún. névleges hirosimai atombombáénál. Már ebből is nyilvánvaló, hogy valamelyik H-izotóp a bombában döntő szerepet játszik. Az is erre mutat, hogy nincsen kritikus mérete, hanem bármilyen nagy méretben is elkészíthető, ellentétben a konvencionális atombombával. Gyakran nevezik ezen új robbanószereket „termonukleáris” fegyvernek is, így nem kétséges, hogy az energia-felszabadulásban a termonukleáris folyamatok döntő szerepet játszanak.

Minthogy a H-bomba még erősen a kísérletezés stádiumában van, feltehető, sőt az irodalmi adatok alapján nyilvánvaló, hogy az eddig robbantott különböző H-bombák nem azonos, kialakult típushoz tartoznak, hanem különböző kísérleti megoldások voltak. Feltehető az is, hogy e kísérleti megoldások egymástól nemcsak technikai konstrukcióban, hanem a felhasznált atommagfolyamatok részesedésében is lényegesen különböztek egymástól. E cikkünkben felsorolt különböző elképzelhető megoldásokat valószínűleg a különböző típusú bombákban mind valóban ki is próbálták.

Áttekintés kedvéért az alábbiakban felsoroljuk a termonukleáris folyamat létrejöttéhez szükséges feltételeket:

- fuzionálható anyag: pl.  $\text{H}^1$ ,  $\text{H}^2$ ,  $\text{H}^3$ ,  $\text{Li}^6$ ,  $\text{Li}^7$ ;
- kezdeti felmelegítés több tízmillió  $^{\circ}\text{C}$ -ra;
- az energiafejlődés sebessége nagyobb legyen, mint a szétsugárzás sebessége, azaz a fúziós reakcióhoz szükséges idő  $10^{-6}$  sec rendű legyen;
- csak olyan egyes folyamatok jöhetnek számításba, amelyekben csak két mag szerepel — amelyeknek természetesen a fúziója energia-felszabadulással jár —, mivel csak két mag egyidejű összeütközése bír számottevő valószínűséggel.



Hogy a H-bomba ténylegesen milyen formában valósult meg, az az előbbi pontok, valamint a reakciósebességre és a szükséges hőmérsékletre vonatkozó táblázatok, ill. grafikonok alapján valószínűsíthető. (A litium-izotópokra vonatkozó adatokat a 2. táblázat tartalmazza.) Mindjárt látható, hogy az egyes pontok nem függetlenek egymástól, hanem a négy pont együttes összevetéséből állapíthatók meg a H-bomba létrehozásához szükséges feltételek és elsősorban is azok a fuzionálható anyagok, amelyek felhasználása erre a célra megfelelőnek látszik.

2. táblázat

Magfolyamat	E(MeV)
$\text{Li}^6 + n \rightarrow \text{He}^4 + \text{H}^3$	4,8
$\text{Li}^6 + \text{H}^2 \rightarrow \text{He}^4 + \text{He}^4$	22,4
$\text{Li}^7 + \text{H}^1 \rightarrow \text{He}^4 + \text{He}^4$	17,3
$\text{Li}^7 + \text{H}^1 \rightarrow \text{Be}^8 + \gamma$	17,2
$\text{Li}^7 + \text{H}^2 \rightarrow \text{He}^5 + \text{He}^4$	14,2
$\text{Li}^7 + \text{H}^2 \rightarrow \text{Be}^8 + n$	15,0

A d) szerint csak olyan reakciókat vehetünk számba, amelyeknél két mag összeütközése jelentős energia-felszabadulással jár, tehát a közönséges hidrogén-izotópot felhasználó folyamatok kiesnek, mivel közülük négynek egyidejű összeütközése valószínűtlen, kettő összeütközésénél pedig mind a felszabaduló energia nagyon kicsi, mind a folyamat létrejötte is igen valószínűtlen, ami az 1. táblázatban is láthatóan igen hosszú közepes élettartamban (nagyon kis reakció-sebesség) jut kifejezésre. Legcélszerűbbnek látszik a T + D-folyamat, esetleg a D + D is. A T + T folyamat hatáskeresztmetszetére nincsenek adataink, azonban ennek alkalmazása a trícium előállításának nagy nehézségei miatt nagy mértékben úgy sem volna lehetséges. Valószínűnek látszik, hogy a tényleges kivitelnél T + D reakcióval még megemelik az A-bomba által szolgáltatott hőmérsékletet úgy, hogy a D + D reakció is lehetővé válik. A litium-magok alkalmazása is szóba jöhet, ezeknél azonban a nagyobb Coulomb-taszítás jelent nehézséget.

Ebből a néhány megjegyzésből is látható, hogy a H-bomba gyakorlati megvalósításánál több lehetőség is adódik. Valóban, mint már említettük, az újságcikkek és részben hivatalos jelentések szerint is, az eddig robbantott H-bombák legnagyobb részben különböző szerkezetűek voltak, nemcsak technikai kivitelük, hanem még a felhasznált atommag-reakciók tekintetében is.

Érdekes egy pillantást vetni magára a történeti fejlődésre<sup>9</sup> is a bombával kapcsolatban. Teller és Oppenheimer már 1942-ben foglalkoztak a H-bomba lehetőségével, sőt 1944-ben Teller Bethevel együtt szabadalmat is jelentett be rá, amelyet 1946-ban meg is kaptak. A következő néhány évben azonban a H-bombával kapcsolat-

ban nem sok történt, inkább az A-bomba tökéletesítésén dolgoztak. Ez jelentős volt a H-bomba szempontjából is, mivel egy jobb hatásfokú A-bomba gyártása (az A-bomba által tartalmazott hasadó anyagok tökéletesebb felhasználása) emelte azt a hőmérsékletet, amivel a H-bomba tervezésénél számolni lehetett.

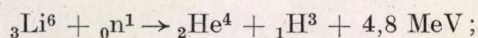
1950-ben kezdték el az USA-ban a nagy arányú erőfeszítéseket e téren. Ekkor indult meg az ún. Savannah River Plant építése, ahol 1,5 milliárd dollár beruházással kezdték meg a trícium gyártását. Ez a rendelkezés nemcsak az egész világon, de Amerikán belül is a legkülönbözőbb oldalokról nagy vitákra adott alkalmat. Pusztán katonai-gazdasági szempontból azt kell megfontolni, hogy az így — tríciummal — előállított H-bomba rendkívül drága. Egy trícium-atom előállításához egy hasítható atommag feláldozása szükséges, mert az előbbi atom-reaktorban  $\text{Li}^6 + n$  folyamattal állítják elő, és itt átlagosan egy neutron használható fel hasadásonként. Így 1 g trícium előállításához 80–100 g uránt, vagy plutóniumot kell feláldozni, ami, mint egyszerű számítással kimutatható, nem gazdaságos. Tudniillik mindkét mennyiségben kb.  $10^{23}$  nagyságrendű a jelenlevő atommagok száma, csak-hogy míg hasadásnál magonként kb. 200 MeV energia szabadul fel, addig a D + T reakció csak 17,6 MeV-ot ad.

Katonai szempontból pedig egy hatalmas robbanóerejű H-bombát csak a világ legnagyobb városai ellen lehet használni, sőt ott is több kisebb robbanóerejű atombombával esetleg nagyobb hatás érhető el. Már a Hiroshimával kapcsolatos bizottság jelentéséből is kitűnt, hogy a bomba robbanóerejére vonatkozólag megadott TNT érték valójában a rombolás szempontjából nem reális, mert a koncentráltan felszabaduló igen nagy energia tekintélyes része ún. túlrombolásban jut kifejezésre és a valóságban nem egyenlő ugyanakkora energiájú közönséges robbanóanyag-mennyiséggel, ha azt szétosztva használják fel.

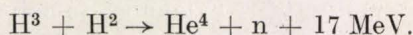
Ilyen módon 1951-ben egy kiváló tudósokból összeállított bizottság (Teller, Neumann, Fermi, Bethe, Bacher) Princetonban felülvizsgálta a Savannah River Plant-tel kapcsolatos kérdéseket,<sup>10</sup> és az ügyek állását semmiképpen sem találta kielégítőnek. A hírek szerint azonban Tellernek ekkor egy ötlete támadt,<sup>11</sup> aminek az alapján mint az irodalomban emlegetik<sup>12</sup> „olcsón” sikerült megvalósítani a H-bombát. 1952. nov. 1-én a Marshall-szigeteken<sup>13, 14</sup> sor került az első H-bomba robbantására. 1953. aug. 12-én pedig robbant a szovjet H-bomba is.<sup>10</sup> Az amerikai források is megegyeznek abban, hogy a szovjet H-bomba más szerkezetű volt, mint az 1952-ben robbantott amerikai. Kétségtelennek tekinthető, hogy a további H-bomba robbantások, így elsősorban az 1954 márciusában a Csendes-óceán körzetében robbantott amerikai bomba-sorozatban is majdnem mindegyiknek a szerkezeti megoldása más és más volt.



Mi lehetett Tellernek az olcsó H-bombára vonatkozó döntő ötlete, és mik azok a tényleges elvi és szerkezeti megoldások, amelyek ennek alapján megvalósításra kerültek? Legvalószínűbbnek látszik, hogy Teller ötlete alapján meg lehetett oldani a tríciumnak magában a H-bombában, a robbanás pillanatában való képződését, és így a Savannah River Plant-i tríciumgyártás feleslegessé vált. Ha a H-bomba magját képező A-bombát litium-deuteriddel, és pedig a szétválasztott  $\text{Li}^6$ -os izotóp deuteridjével, veszik körül, amely szilárd halmazállapotú vegyület, akkor pl. a következő reakció folyhat le:



az egyenletből is látható, hogy itt a litium 6-os izotópja játszik fontos szerepet. E reakciónál ugyanis a hasadásokból származó neutronok tríciumot termelnek. A  $\text{H}^3$  a  $\text{Li}^6\text{D}$ -ben jelenlevő deutériummal termonukleáris reakcióba lép a következő egyenlet szerint:



Az így felszabadult neutron a  $\text{Li}^6$ -magba ütközve ismét  $\text{H}^3$ -at hoz létre. Ez a trícium megint deutériummal fuzionálva héliumot és neutronot eredményez és így tovább. Látjuk, hogy ilyen módon „termonukleáris láncfolyamat” jön létre, amelyik nagy energiafelszabadulással jár, és a rendkívül drága tríciumot maga állítja elő.

A  $\text{Li}^6\text{D}$  alkalmazása egyébként egy másik nagy technikai nehézséget is megoldott, a fuzionálódó hidrogén-izotópok szilárd halmazállapotban tartását.

Az eddigi megfontolásokból nyilvánvaló, hogy a fuzionálódó anyagot koncentrált formában kell elhelyezni a magot képező A-bomba körül, mivel a reakciósebességnél a sűrűség is döntő szerepet játszik. Így tehát a tríciumot és deutériumot nem gáz, hanem folyékony állapotban kell a bombába vinni, ami pedig tudjuk, hogy csak igen alacsony hőmérsékleten valósítható meg (az abszolút  $0^\circ$  környezetében).

Nem illetékes forrásból eredő hírek szerint<sup>11</sup> a világon az első 1952 novemberében robbantott H-bomba (nem tekintve, hogy 1952 májusában már történt egy olyan robbantás, amelyben volt némi szerepük a termonukleáris reakciónak<sup>13</sup>) ilyen típusú lett volna, 65 tonna súllyal úgy, hogy az nem is volt repülőgépen szállítható, hanem egy külön e célra épített állványon történt a robbantás.

Az olcsó H-bombában a litium-deuterid szilárd halmazállapotú, így a hűtéssel kapcsolatos gondot is megoldotta.

Az elmondottak szerint a következő lehetőségek látszanak a H-bomba létrehozására:

Mindenek előtt, mint említettük, a gyutacs feltehetően egy nagy hatásfokú és magas hőmérsékletet termelő A-bomba.

Az első lehetőség a termonukleáris folyamat bevezetése a következő formában történhet. A legalacsonyabb hőmérsékleten beindítható a  $\text{T} + \text{D}$  folyamat, amelyik olyan hőmérsékletet ér el, amelyen beindulhat a  $\text{D} + \text{D}$  folyamat is. Ezen tríciumos H-bomba típusban tehát nyilván cseppfolyós trícium-deutérium-keverékkel veszik körül a gyutacsaként használt A-bombát. A  $\text{T} + \text{D}$  fúziós reakció beindulása után a hőmérséklet olyan magasra emelkedhetik, hogy a  $\text{D} + \text{D}$  folyamat is beindul. Ezen típusú bomba az alkalmazott cseppfolyós hidrogén-izotópok miatt, amint azt már láttuk, nagyobb távolságra nem igen szállítható és nem tárolható.

Lehetséges, másodszor, hogy sikerül az A-bomba explóziós hatásfokát annyira felfokozni, hogy a tríciumos közbenső lépcső nélkül is tud egy olyan magas hőmérsékletet előállítani, hogy a  $\text{D} + \text{D}$  termonukleáris reakció létrejöhessen. Ez a 2. ábrán feltüntetett adatok figyelembe véve nem látszik túl valószínűnek, mert erre több százmillió  $^\circ\text{C}$  hőmérséklet volna szükséges.

A harmadik lehetőség a fentebb tárgyalt  $\text{Li}^6\text{D}$ -es H-bomba, amelyik a gyakorlatban megvalósítható és a legvalószínűbb megoldásnak látszik. Lehetséges, hogy az első szovjet H-bomba is ilyen típusú volt. A fent felsorolt első két típus nem tárolható és nagy távolságra nem szállítható. Ezen harmadik típust azonban lehet raktározni és nagy távolságra eljuttatni.

Újabban nyilvánvalóvá vált, hogy az 1954. március elsején a Marshall-szigeteken robbantott bomba urániummal kombinált ún. FFF (fission-fusion-fission) bomba volt. Ennél a megoldásnál a gyutacs ismét egy nagy hatásfokú atombomba (hasadási reakciók!) és ezt veszi körül a litium-deuterid. Ez utóbbi azonban a felszabadult robbanási energiának csak kis részét eredményezte, nagyobb rész az uránium hasadásából kellett hogy származzon. A Japánban és másutt lehullott nagy mennyiségű radioaktív szennyeződés a vizsgálatok szerint mind hasadási termékekből állott. A mennyiségi becslés szerint a szétszórott szennyeződés egy A-bomba robbanásánál keletkezőnek kb. az ezerszeresét tette ki. Feltehető, hogy e bomba fojtását vastag uránköpeny képezte<sup>15, 16</sup> amelyben a fúziós reakciókból felszabaduló nagy energiájú neutronok hasadásokat hoznak létre. Nagy energiájú neutronok nemcsak a 235-ös izotópot képesek hasítani, hanem a 238-ast is, és elképzelhető, hogy az FFF-bomba köpenyét az egyébként már hasznavehetetlen 238-as izotópból készítették, amelyik a diffúziós szétválasztó telepekről melléktermékként kikerül. Az észlelt adatok és jelentések alapján úgy látszik, hogy ezen bomba robbanási energiájának és radioaktivitásának nagyobb része nem is fúziós, hanem hasadási reakcióból származott.

### A hidrogén-bomba hatásai

Cikkünk elsősorban a H-bomba fizikai alapjaira vonatkozó ismereteket igyekszik összefoglalni, és így a bomba hatásaira csak egészen rövi-



den térünk ki. Összehasonlítási alapul szolgálhat, hogy a nominális hiroszimai A-bomba 20 kilotonna TNT ekvivalenciájával szemben az 1952-es első H-bombát 5—7, sőt 10 megatonnára,<sup>16, 17</sup> az 1954 tavasziakat pedig 14—15, sőt 20 megatonnára becsülik.<sup>17</sup> Ez annyit jelent, hogy a ténylegesen megvalósított H-bomba robbanásánál ezerszer nagyobb mennyiségű energia szabadul fel, mint a hiroszimai A-bomba esetében. Mit jelent ez a bomba által okozott kár, pusztítás szempontjából?

A H- és általában az atombombák hatásait a következő pontokba szokták foglalni:

1. nyomáshullám (légnymomás),
2. hősugárzás,
3. magból eredő sugárzások (neutron- és főleg gammasugárzás)
4. a tartós radioaktivitás életveszélyeztető hatása:
  - a) a hasadási termékektől eredő
  - b) neutron indukált radioaktivitás a bomba szerkezeti anyagaiban.
  - c) neutron aktivált radioaktivitás a talajban vagy a tenger vizében.

A robbanási energia növekedésének kb. a harmadik gyökével nő a légnymomás pusztító erejének a hatósugara és kb. a négyzetgyökével a hősugárzás által veszélyeztetett zóna sugara. A gyakorlatban ez azt jelenti, hogy míg a nominális atombombánál kb. 2 km volt a légnymomás-hullám által teljesen elpusztított terület sugara, addig a H-bombánál ez kb. 20 km. A hősugárzás Hiroszimában kb. 1 km sugarú körzetben okozott halálos sérüléseket, ugyanakkor a H-bombánál ez kb. 30—40 km-t tesz ki.

A hősugárzás károkozásának hatósugara rendkívül nagymértékben függ a meteorológiai körülményektől, a levegő tisztaságától. A levegő pára-, füst-, portartalma erősen abszorbeálja a hősugárzást.

A radioaktív sugárzás abszorbeálása exponenciális törvénnyel írható le. Minthogy az exponenciális függvény igen erős csökkenést mutat, a radioaktív sugárzások átlagos hatósugara H-bombánál aránytalanul kisebb, mint amit a robbanás energiájának ismeretében várnánk, nem lényegesen nagyobb az A-bomba robbanásakor észlelt radioaktív sugárzások átlagos hatósugaránál. A nyomás és hőhatás nagyobb területre terjed ki, így az emberéletben várható pusztulást ezek hatósugara fogja megszabni.

Sokkal veszedelemesebb és sokkal nagyobb területre terjed ki a robbanás következtében szétszóródott radioaktív anyagok tartós sugárzásának a hatása.<sup>17</sup> A hasadási termékek szétszóródnak és többnyire mindenütt észlelhetők. Az 1954. március 1-én robbantott cca. 20 Mt energiájú H-bomba, amint ismeretes, több száz km körzetben (a japán halászhajók 120—150 km-nyire voltak a robbanás centrumától<sup>20</sup>) olyan radioaktív porhullást eredményezett, amely az emberi életet súlyosan

veszélyeztetette.<sup>16</sup> Japán egész területén — még hetek múlva is — az esőben hatalmas radioaktivitást észleltek.<sup>19, 20</sup> Az aktivitást Indiában is észlelték.<sup>21</sup> A radioaktív anyagok az elpárolgott korallsziklák füst- és porrészecskéire tapadva a robbantás helyétől több száz km távolságban is veszedelemes mértékű radioaktív porhullást okoztak. Szélirányban legalább 400 km távolságig terjedt a közvetlen súlyos sugárveszély. Ebben az irányban 200 km távolságban még 2000 r egység, 280 km távolságban pedig 500 r egység volt a külső sugárdózis az első 36 órában.<sup>15, 23</sup> Mint tudjuk, emberre 250—400 r halálos. Debrecenben is sikerült az esővízben ugyanez év április 25-én a szokottnál nagyobb radioaktivitást kimutatni. Ez 45 impulzus/min volt cca. 100 cm<sup>3</sup> esővízben.<sup>22</sup> Ez kb. eléri az ivóvízben rendszeres fogyasztásra megengedett határt (4,10<sup>-9</sup> Curie hasadási termék/liter<sup>24</sup>).

A bombarobbanás után tartósan megmaradó radioaktivitásból legveszélyesebbek a hasadási termékek, mert azt a területet, ahová lehullanak, tartósan beszennyezik. Ezért veszélyes az előbbieken már említett H-U-bomba, amelynél 10<sup>27</sup> nagyságrendű a ténylegesen bekövetkezett hasadások száma.<sup>15</sup> Ugyancsak ebben az esetben igen nagy a kiszabaduló neutronok száma is. Ezek aktiválhatják a bomba szerkezeti anyagait, talajszinten való robbantás esetén pedig a talaj alkotórészeit képező elemeket, valamint a tengerben az ott található anyagokat, ami az összes aktivitáshoz hozzájárul.

A radioaktív porhullás hatósugara igen erősen függ a meteorológiai tényezőktől (szélirány, sebesség). Hatáskör helyett hosszan elnyúlt ellipszis jelentkezhet, amelyiknek nagyobbik tengelye elérheti a több száz km-t is.

Mindezekből látható, hogy egyetlen hidrogénbombával a világ legnagyobb városa is megsemmisíthető és hatalmas földterületek lakossága a radioaktív szennyezettség folytán emberi életben, egészségben súlyos kárt szenvedhet. Így a termónukleáris energia háborús alkalmazása szörnyű fenyegetést jelent az emberi kultúra és civilizáció, sőt egyáltalán az emberi élet ellen, amint ezt korunk legnagyobb tudósai már évek óta előre látták. Éppen ezért igen fontos, hogy elsősorban azok, akik oktatói vagy kutatói a fizika tudományának, tisztában legyenek ezekkel a veszélyekkel, és ezek ismeretében minden lehetőt megtegyenek azok elkerülésére.

Szalay Sándor és ifj. Berényi Dénes

MTA Atommag Kutató Intézete

Debrecen

## IRODALOM

1. R. d'E. Atkinson és F. G. Houtermans, Zeitschr. für Phys. Bd. 54. (1929). 656.
2. H. A. Bethe and C. L. Critchfield, Phys. Rev. Vol. 54. (1938.) 248.
3. H. A. Bethe, Phys. Rev. Vol. 55. (1939). 434.
4. H. A. Bethe, Sci. Amer. Vol. 182. (1950). No. 4. 18.
5. L. N. Ridenour, Sci. Amer. Vol. 182. (1950). No. 3. 11.



6. H. A. Bethe, Bull. At. Sci. Vol. VI. (1950). 99.
7. J. D. Luntz, Nucleonics, Vol. 13. (1955). No. 12. 25.
8. H. Thirring, Nucleonics, Vol. 13. (1955). No. 11. 62.
9. The „Hydrogen Bomb Story”. Bull. At. Sci. Vol. VIII. (1952). 297.
10. R. Sawyer, Bull. At. Sci. Vol. X. (1954). 287.
11. The Making of the H-bomb, Bull. At. Sci. Vol. X. (1954). 228.
12. F. Simon, At. Sci. Journ. Vol. 4. (1955). 155.
13. L. W. Nordheim, Bull. At. Sci. Vol. X. (1954). 344.
14. R. E. Lapp, Bull. At. Sci. Vol. X. (1954). 314.
15. J. Rotblat, At. Sci. Journ. Vol. 4. (1955). 224.
16. J. Cockroft, Nature, Vol. 175. (1955). 873.
17. R. E. Lapp, Bull. At. Sci. Vol. X. (1954). 349.
18. M. M. Simpson, Bull. At. Sci. Vol. X. (1954). 141.
19. J. Nishiwaki, At. Sci. Journ. Vol. 4. (1954). 97.
20. J. Nishiwaki, At. Sci. Journ. Vol. 5. (1955). 279.
21. S. Chatterjee, At. Sci. Journ. Vol. 4. (1955). 273.
22. Szalay Sándor és id. Berényi Dénes erre vonatkozó cikke megjelenés alatt.
23. The Effects of High—Yield Nuclear Explosions. E. C. release Febr. 15. (1955).
24. The Effects of Atomic Weapons. U. S. Atomic Energy Comission, (1950). 396.
25. Kurchatov, Nucleonics, Vol. 14. (1956). No. 6.36
26. Bull. At. Sci. Vol. X. (1951). 141.

## Diffúziós ködkamra bemutatási célokra

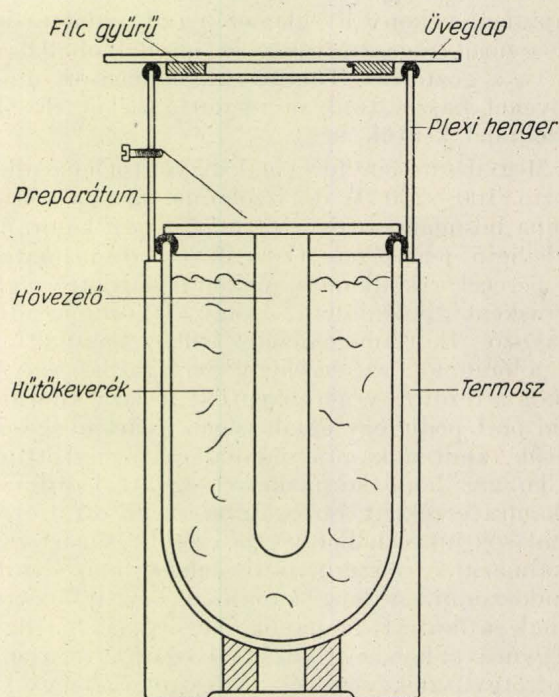
Az atommagfizikai és kozmikus sugárzás-kutatásoknak ma már igen kifinomult eszköze a ködkamra. Működési elve egyszerű és teljesen tisztázott; kiviteli formája korszerűsödött ugyan C. T. R. Wilson eredeti berendezéséhez képest, de lényegében nem változott: üvegfalú edényben levő telített gőzt adiabatikus expanzióval hűtöttek le és így hozták túltelített állapotba. Ha a gőzzel túltelített térben elektromosan töltött részecskék haladnak át, az ütközési ionizációval létrejött ionokon, mint kondenzációs magokon megindul a gőz lecsapódása, a cseppképződés. Ez az eljárás nagyon egyszerű, azonban az a hátránya, hogy ilyen módon csak néhány tized másodpercig tartó túltelítettséget tudunk előállítani, ezért a kamra csak igen rövid ideig érzékeny. Ezenkívül a következő expanzió előtt a hőegyensúly újbóli beállítására hosszabb ideig (esetleg több percig is) kell várni, különösen a nagytérfogatú kamráknál. Ez a rossz időkihasználás tette indokolttá azokat a kísérleteket, melyek a ködkamrák érzékeny idejének növelésére irányultak. A megoldást Langsdorf találta meg 1939-ben.

Langsdorf egy 20 C° körüli hőmérsékleten párolgó folyadék gőzét állandóan hidegen tartott, kb. -70 C° hőmérsékletű fémlemez felé diffundáltatta. Berendezése egy függőleges tengelyű üveghenger volt, melynek vízszintes alaplapja volt a hűtött fémlemez, a fedőlapja pedig egy perforált lemez, melyen keresztül a hengerbe áramlott a szobahőmérsékletű gőz. A hengerben levő gáz és a diffundáló gőz hővezető képessége olyan hőmérsékleteloszlást hoz létre a kamrában, hogy annak egy részében a kondenzáció feltétele megvalósul, azaz az ott levő gőzsűrűség meghatározott arányban nagyobb, mint azon a hőmérsékleten levő telítési gőzsűrűség. Az alap és fedőlapot állandóan a megfelelő hőmérsékleten tarva és mindig ugyanannyi folyadékot elpárologtatva ez az érzékeny térfogatrész változatlan marad, tehát a ködkamra érzékeny ideje tetszőlegesen hosszú lehet.

Langsdorf eredeti berendezése némely részletében túlságosan komplikált volt, kicsiny érzékeny térfogata mellett a pályanyomok minősége

sem volt kielégítő, ezért inkább az expanziós ködkamrákat fejlesztették tovább. Szükségszerűsége azonban továbbra is fennállt és 1949-ben már több közlemény jelent meg diffúziós ködkamrákról. 1950-ben kialakult egy, a Langsdorfnál sokkal egyszerűbb és nagyobb teljesítőképességű típus, melyet manapság kisebb változtatásokkal mind szélesebb és szélesebb körben alkalmaznak.

A debreceni Atommag Kutató Intézetben is szükségessé vált, hogy egy kutatási célokra alkalmas diffúziós ködkamrát építsünk. Előzőleg azonban a tanulmányozás céljára egy igen egyszerű, kis berendezés készült, ami olyan megbízhatóan és szépen működik, hogy rendkívül alkalmas középiskolák és bevezető egyetemi előadások demonstrációs eszközéül. Előnye nemcsak az, hogy szemléltető ereje nagy, hanem az is, hogy mindig üzembiztosan működik, ami nem mondható

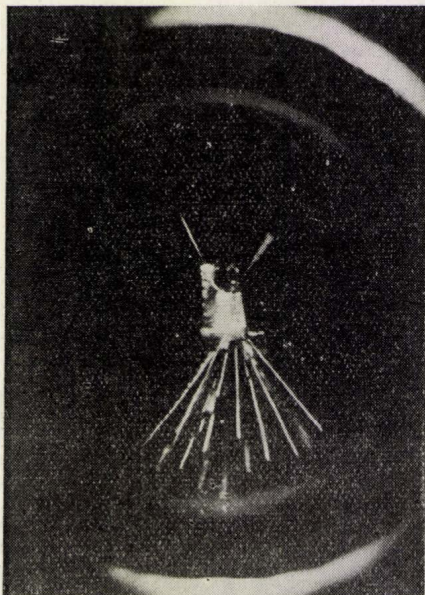


1. ábra. Diffúziós ködkamra metszete



el a hasonló célokra készült expansziós ködkamrákról.

A berendezés szerkezetét az 1. ábra mutatja. Az 1 literes ételtermoszban szénsavhóból és alkoholból készült pépszerű hűtőkeverék van, a termosz száját fedő vörösrézlap ezzel egy fém hő-

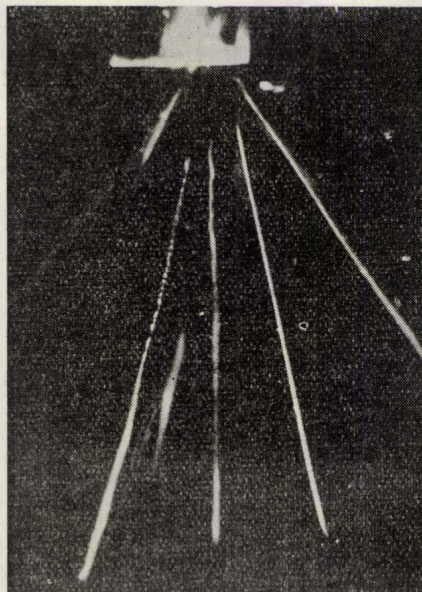


2. ábra. Polónium  $\alpha$ -sugárzása, kb. felére kicsinyítve

vezető rúdon keresztül érintkezik. A vörösrézlap felső oldala feketére van festve, hogy a megfigyelésnél fekete háttérrel kaphassunk. Az oldalfal 3 mm vastag plexilemezből hajlított henger, ennek magassága 8 cm. A henger felső fedőlapja egy vékony üveglemez, egyik oldalára egy filc gyűrűt ragasztottunk, ez metilalkohollal átítatva a gőzforrás. Tömítésekül felhasított gumicsöveket használtunk mindenütt, ezeket előzőleg vazelinnel kentük be.

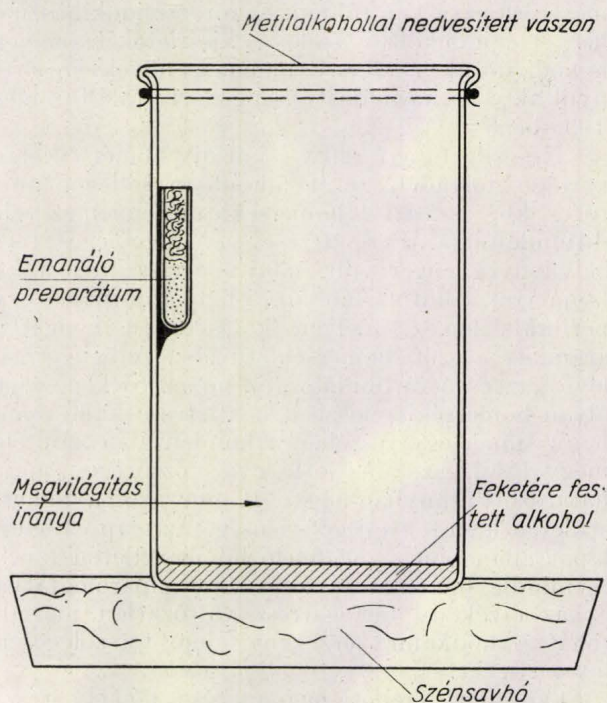
Megvilágító fényforrásnak diavetítőt lehet alkalmazni 100—250 W-os izzólámpával; a vetítőlámpa hősugárzása nem zavarja meg a kamrában észlelhető jelenséget. Összeállítás után mintegy tíz perccel a ködkamra működni kezdett, sugárforrásként polóniumot, vagy thóriumoxidból eltávozó thóriumemanációt (Tn) használtunk. A polóniumot az érzékeny térfogatba benyúló vékony rézdrót végére kentük, a laza thóriumoxid port pedig egy egyik végén lezárt üvegcsőbe tettük, amit a kamra oldalfalára ragasztottunk. A Tn gáz bomlástermékeivel együtt lediffundál a kamra érzékeny térfogatába, és az ott történő bomlások jól észlelhetők. Ha erősebb sugárforrást alkalmazunk, célszerű tisztító elektromos térről is gondoskodni. A leírt kamránál pozitív elektródának a hűtött fémlapot, negatívnak pedig a filcgyűrűvel koncentrikus, az üveglapra ragasztott rézdrótgűrűt kapcsoltuk. A feszültséget úgy kell beállítani, hogy a térerősség a kamra belsejében kb. 20—50 V/cm értékű legyen.

A ködkamra érzékeny rétege a hűtött lap fölött kb. 1 mm-re kezdődött és mintegy 3—5 mm vastag volt. A 2. és 3. ábrákon a Po  $\alpha$ -sugárzásáról készített felvételeket láthatjuk. Ezek a felvételek xenon töltésű villanófény lámpa-megvilágítással készültek, 1 : 2 fényerejű objektívvel, Agfa Isopán ISS filmre azért, hogy minél jobban tükrözzék a



3. ábra. Polónium  $\alpha$ -sugárzása, kb. 1,5  $\times$  nagyításban

pályanyomok szemmel látható minőségét. Szabad szemmel még jól láthatók voltak a  $\beta$ -részecskék nyomai is, ezeket úgy keltettük, hogy a kamra mellé Ra preparátumot, vagy nagyobb mennyi-



4. ábra. Főzőpohárból készült diffúziós ködkamra metszete



ségű thóriumoxidot helyeztünk, ezek  $\gamma$ -sugárzása a kamra falából és gázából foto-, illetve Compton elektronokat vált ki.

Készítettünk egy ennél is egyszerűbb, de ugyanilyen jól működő kamrát is, — gondolva a kisebb anyagi lehetőségekkel rendelkező középiskolákra. Ennek rajzát a 4. ábra mutatja. Egy 1000 cm<sup>3</sup>-es, kb. 10 cm átmérőjű főzőpoharat egy tálban lévő szénsavhó rétegre helyeztünk és a pohár fenekére nigrosinnal feketére festett alkoholt öntöttünk, hogy a fehér ködfalak számára megfelelő háttérrel kapjunk. Oldalára ugyancsak thóriumoxid port tartalmazó és vattával bedugott üvegesövet ragasztottunk, végül a száját bekötöttük egy vászondarabbal. A vásznat metilalkohollal jól megnedvesítve a kamra pár perc múlva működni kezdett. Érzékeny térfogata most is kb. 1mm-rel a fenéklap fölött kezdődött, de kb. 1 cm magas volt.

A megvilágításra itt is diavetítőt használtunk.

### Gyakorlati tanácsok

Középiskolák számára a legnagyobb gondot valószínűleg a szénsavhó beszerzése okozza. Ahol azonban szikvíz üzem van, ez könnyen megoldható. A nagynyomású szénsavpalackban levő folyékony széndioxidot egyszerű módszerrel alakíthatjuk át a számunkra felhasználható szilárd fázissá, szénsavhóvá. A palackot csappal lefelé fordítva megtámasztjuk, nyílására összehúzható szájú, sűrűszövésű bársonyzacskót kötözünk és a csapot gyors mozdulatokkal kinyitjuk pár másodpercre, majd elzárjuk; ezt a műveletet addig ismételjük, míg a zacskó meg nem telik. A csap gyakori mozgatása azért szükséges, mert a palackban levő víz könnyen befagyhat a csapba. A művelet rövid ideig tart, de a nagy hideg miatt kesztyűben kell végezni. Ha a hűtőközeget a leírt módon, termoszban tartjuk, egy palackból kinyerhető szénsavhó mennyiséggel kb. 60 órai üzemet tudunk elérni.

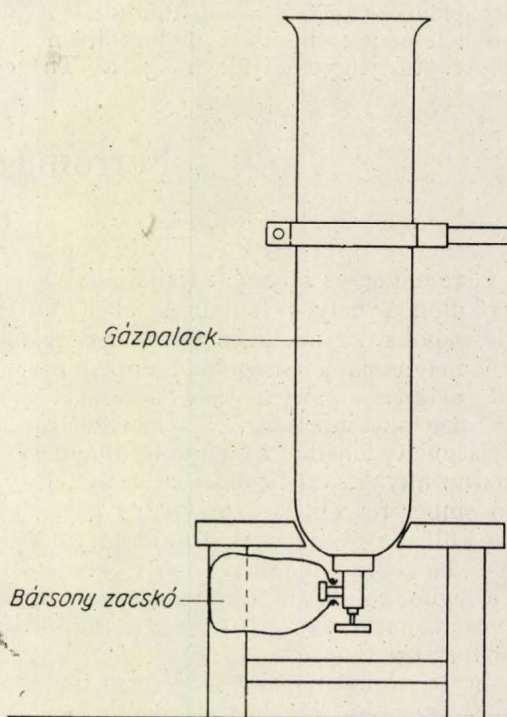
A szénsavgáz jó hőszigetelő, ezért ha a kamra hővezető rúdját tiszta szénsavhóba helyeznénk, a körülötte kialakuló gázréteg erősen lecsökkentené a megfelelő hőmérsékletkülönbség fenntartásához szükséges hőáramot. A „kontaktus” megjavítására a szénsavhókat alkohollal, vagy denaturált szesszel pépszerű anyaggá keverjük.

Gőzforrásnak metilalkoholt alkalmazunk, ezzel itatjuk át a filegyűrűt, ha a kamrában 760 Hgmm nyomású levegő van. Használatánál legyünk óvatosak, mert a gőze is erősen mérgező.

A sugárforrás kérdése is könnyen megoldható, mert a ködkamra állandóan érzékeny, tehát igen kis aktivitású anyag sugárzása is észlelhető. Elégetett gázharisnya hamuja is tűrhetően emanál, de a port drótra ragasztva is jó preparátumot készíthetünk. A preparátumtartó drótot mindig melegebb helyre erősítjük, mert így a preparátum hőmérséklete magasabb lesz, mint az érzékeny térfogaté és nem csapódik ki rá a sugárzását abszorbeáló folyadékréteg. Hasonló okból az emanáló preparátumot is a melegebb oldalra erősítjük.

A kamra plexi-falát üveghengerrel is helyettesíthetjük, ezt vékonyfalú folyadékpalcakból vagy főzőpohárból repeszthetjük ki.

A ködkamrát bármivel megvilágíthatjuk, de természetesen a jelenség annál szebb, minél erősebb a fény. Legjobban ajánlható egy egyszerű diavetítő, melybe 100—250 W-os vetítőizzót helyezünk. A fényt közvetlenül a kamra mellett úgy rekeszeljük, hogy az alaplapra ne essen fény.



5. ábra. A gázipalack elhelyezése szénsavhó készítéshez

### Néhány bemutatható jelenség

A diffúziós ködkamra rendkívül meggyőzően demonstrálja a radioaktív bomlások statisztikus jellegét. Az érzékeny térfogatba helyezett preparátum esetén megszámlálhatjuk az időegység alatt kilépő részecskéket, rövid ideig tartó méréseknél a kapott értékek nagy ingadozást mutatnak ( $|\sqrt{n}|$  nagy lesz  $n$ -hez képest), míg a hosszabb ideig végzett mérések kisebb szórással adják a keresett intenzitást ( $|\sqrt{n}|$  kisebb lesz  $n$ -hez képest).

Megfigyelhetjük az  $\alpha$ - és  $\beta$ -részecskék ütközését a gáz atommagjaival. Pályájuk kezdetén az  $\alpha$ -részek nagy energiájúak, kisebb valószínűséggel tartózkodnak a környező atommagok közelében, és ha nagyritkán létrejön egy-egy ütközés, az  $\alpha$ -rész csak kis szöggel tér el eredeti irányától. A pálya vége felé azonban már az energiája kisebb és így könnyebben tér el útjáról. Ezzel szemben a jóval kisebb tömegű  $\beta$ -részek — hacsak nem nagyon nagy az energiájuk — gyakran ütköznek, pályájuk zezugos lesz.  $\alpha$ -részeket kibocsátó preparátumot használva ritkább esetben az ütközéskor meglökött atommag nyomát is láthatjuk.



A preparátumra helyezett vékonyra hasított csillámlemezekkel vagy alumínium fóliákkal bemutathatjuk az  $\alpha$ -részek abszorbeióját.

A thóriumemanációval végzett kísérletek is igen érdekesek. Gyakran láthatunk villaszerű pályákat. Ez két  $\alpha$ -részcseke pályanyoma. A V alakú nyom csúcsában egy Tn (thóriumemanáció) atommag bomlott el, az  $\alpha$ -részcseke kibocsátása után Th A-vá alakult. Ez szintén  $\alpha$ -sugárzó és átlagos élettartama is igen kicsi (kb. 0,2 sec), így mielőtt jelentős távolságra eldiffundálhatott volna az anyaelemének bomlási helyétől, maga is elbomlott. Megfigyelhetjük még a Tn egyik

bomlási termékének, a Th C'-nek nagyenergiájú (hosszú hatótávolságú)  $\alpha$ -részcseke pályáját is. Bemutathatjuk, hogy nagyobb sebessége miatt jóval kevésbé ionizál, mint a kisebb sebességű Tn  $\alpha$ -részcseke.

Mindezek a kísérletek könnyen elvégezhetők és jól demonstrálják a radioaktivitás legfontosabb törvényeit. Remélhetőleg sok középiskolában el fog készülni, és ezzel szebbek és érdekesebbek lesznek a fizikaórák, a tanárok számára pedig könnyebbé válik e fontos terület megértése.

*Hrehuss Gyula*

MTA Atommag Kutató Intézete Debrecen

## Ferromágneses félvezetők

(Ferritek)\*

A ferromágneses anyagok fizikájának történetében különös helyet foglalnak el a félvezető tulajdonságokkal rendelkező ferromágneses anyagok. A mágneses jelenségekkel éppen ilyen félvezető mágneses anyagokon keresztül ismerkedett meg az emberiség. A természetben nagy mennyiségben fellelhető magnetit (mágnesvaskő) volt az az anyag, amely először hívta fel a vizsgálódó ember figyelmét a mágneses jelenségekre. A sors különös iróniájának tulajdonítható, hogy éppen a magnetit mágnességének eredete tartozik a legbonyolultabb kérdések közé, úgyhogy bizonyos vonatkozásokban még napjainkban is vizsgálat tárgya.

A fémek anyagok ferromágnességét — mint ahogy majd a következőkben látni fogjuk — lényegében más hatások eredményezik, mint a félvezetők ferromágnességét. Hogy megtehesük az összehasonlítást, célszerűnek látszik röviden összefoglalni a fémek ferromágnességére vonatkozó legfontosabb megállapításokat.

1. A ferromágneses anyagok legfontosabb jellemzője az ún. mágnesezési görbe, amely megmutatja, hogyan függ a külső mágneses tér intenzitásától a kérdéses anyag mágneses nyomatéka. Az 1. ábra meggyőzően mutatja, hogy már igen kis mágneses tér kolosszális mágneses intenzitást képes létrehozni. Gyakorlatilag néhány század Oe télerősség mintegy  $10^4$  nagyságrendű mágneses intenzitást hoz létre. Ez a jelenség nem magyarázható, ha abból indulunk ki, hogy a külső mágneses tér hatása az anyag elemi mágneses nyomatékainak párhuzamosításából áll, hiszen egy század Oe nagyságrendű mágneses térrel még abszolút zérus fok közelében sem sikerülne a hőmozgás ellenében valamilyen jelentős mágnesezést produkálni. A mágnesezési görbéknek eme sajátos tulajdonságát csak akkor tudjuk megmagyarázni, ha feltételezzük, hogy az elemi mágneses nyomatékokat igen nagy belső erők párhuzamosítják makroszkopikus nagyság-

rendű tartományokká, és a külső télerősség szerepe elsősorban abban nyilvánul meg, hogy ezeknek a tartományoknak eredő mágneses nyomatékát a tér irányába rendezi.

Curie nagyszerű kísérleteiből ismeretes, hogy mintegy  $1000\text{ K}^\circ$  körül a legtöbb ferromágneses anyagban a hőmozgás már képes dezorientálni az elemi mágneses nyomatékokat. Ebből közelítőleg meg lehet határozni az anyagon belül működő erők nagyságát. Rozing orosz fizikus és jó néhány évvel később Weiss francia fizikus feltételezték, hogy ezek a belső erők mágneses eredetűek, nagyságrendjük pedig mintegy  $10^7$  Oe-nek adódott ki (ma még semmiféle berendezéssel nem sikerült ilyen erős mágneses teret előállítani). A huszas évek elején Dorfman szovjet fizikusnak az a gondolat jutott eszébe, hogy rendkívül egyszerű volna az ilyen óriási belső mágneses terek létezéséről elektronsugarak segítségével tudomást szerezni. Nem kellene mást tenni, mint igen vékony ferromágneses anyagból készült lemezkén elektronsugarakat átbocsátani. Az elektronok szóródást szenvednek a belső mágneses tér hatására. Dorfman meg is valósította ezt a kísérletet és azt találta, hogy az elektronok észlelt szóródása legalább három nagyságrenddel kisebb belső mágneses térről tanúskodik, mint a Rozing—Weiss belső tér előbb említett értéke. Ennek a kísérletnek a ferromágnesség elméletében elfoglalt alapvető jelentőségére sajnos nem igen mutatnak rá. Ez a kísérlet volt az, amely ráirányította Frenkel és Heisenberg figyelmét arra, hogy más úton keressék azoknak az erőknek a titkát, amelyek az elemi mágneses nyomatékokat párhuzamosítják.

Kiderült, hogy ezek az erők lényegében az elektrosztatikus kölcsönhatásnál fellépő mikrofizikai erőkkel azonosíthatók. Ezeket az erőket az irodalomban kicserélődési erőknek nevezik. Azt mondhatjuk, hogy a kicserélődési erők következtében az elektrosztatikus kölcsönhatás energiájához még egy tag, az ún. kicserélődési energia kapcsolódik. A kicserélődési energia azt a körülményt juttatja kifejezésre, hogy egy rendszer elektronjai közötti elektrosztatikus kölcsönhatás

\* Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat szegedi csoportjában 1955. III. 30-án tartott előadás.



energiája nem független az elektronok spin-nyomatékának egymáshoz képesti kölcsönös orientációjától, hanem pl. a  $q$ -adik és a  $q'$ -adik elektron közötti elektrosztatikus kölcsönhatás energiája a következőképp fejezhető ki:

$$E_{q,q'} = C_{q,q'} - \frac{1}{2} I_{q,q'} - 2 I_{q,q'} \vec{S}_q \cdot \vec{S}_{q'} \quad (1)$$

ahol  $C_{q,q'}$  az elektrosztatikus kölcsönhatás klasszikusan értelmezhető része, míg  $\frac{1}{2} I_{q,q'} (1 - 4 \vec{S}_q \cdot \vec{S}_{q'})$

az ún. kicserélődési energia. Az  $\vec{S}_q$  a  $q$ -adik, az  $\vec{S}_{q'}$  pedig a  $q'$ -adik elektronhoz tartozó spin-nyomaték vektora,  $I_{q,q'}$  pedig az ún. kicserélődési integrál. Ez utóbbi érzékenyen függ a  $q$ -adik és  $q'$ -ik elektronok közötti távolságtól, valamint ezeknek az elektronoknak fizikai állapotától.

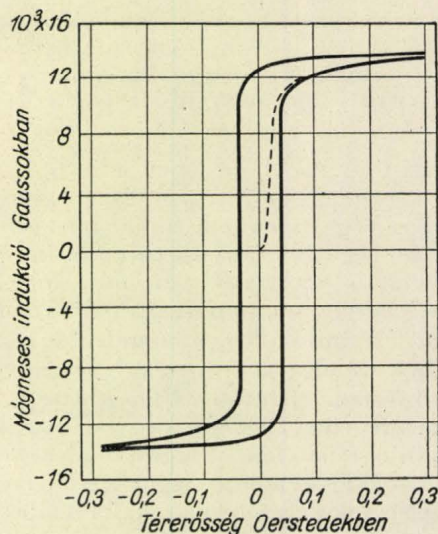
Könnnyen belátható, hogy az elektrosztatikus kölcsönhatás energiája pozitív kicserélődési integrál mellett akkor minimális, ha a spin-nyomaték vektorok párhuzamosak. Ez az eset fordul elő a ferromágneses anyagoknál. Természetesen a kicserélődési erők csak abban az esetben tudnak ferromágneses tartományokat kialakítani, hogyha bizonyos számú atom rendelkezésre áll. Ez arra utal, hogy a ferromágnesség erősen kollektív kölcsönhatás eredménye.

Röviden azt mondhatjuk, hogy lényegében elektrosztatikus erők párhuzamosítják az elemi mágneses nyomatékokat, és ezek az elemi mágneses nyomatékok a ferromágneses anyagok döntő többségénél az elektronok saját mágneses nyomatékaival azonosak.

Számos kísérlet igazolja, hogy ez valóban így van; itt elsősorban a magnetomechanikai anomáliára vonatkozó kísérletekre kell gondolni. Tisztázásra vár még az a kérdés, hogy vajon a fémek anyagokban az összes elektronok résztvesznek-e ferromágnesség kialakításában, vagy csupán bizonyos ún. ferromágnesesen aktív elektronok. Az elmélet erősen megköveteli, hogy a vezetési elektronok csupán közvetett szerepet játszanak a mágneses tulajdonságok létrehozásában. A kísérletek is igazolják, hogy lényegében az átmeneti elemek belső, le nem zárt héjaihoz tartozó elektronok aktívak ferromágneses szempontból.

Ezzel lényegében a ferromágnesség alapvető okára feleletet kaptunk. A kicserélődési erők önmagukban azonban nem képesek magyarázni az összes mágneses tulajdonságot. Az elemi mágneses nyomatékok közötti mágneses kölcsönhatás az izotrop kicserélődési erőket anizotroppá teszi, ami arra vezet, hogy a ferromágneses kristályokban a kristálytani tengelyekhez képest különböző irányokban felvett mágnesezési görbék lényegesen eltérnek egymástól. Bizonyos irányokban a kristályt könnyebb mágnesezni, és így a kicserélődési erők ezekbe az irányokba párhuzamosítják az elemi mágneses nyomatékokat. Ez azt jelentené azonban, hogy a ferromágneses anyagok állandóan mágnesezettek volnának, mert hiszen a

kicserélődési erők törekvése az, hogy az összes elemi mágneses nyomatékokat egy irányba állítsák be. Azonban a külső tér átmágnesezésére ilyen módon fordítódó energia erősen megnövelné a kristály szabadenergiáját, ezért, hogy a kristály szabadenergiája minimális legyen, mágneses tartományok alakulnak ki az anyagon belül olyan módon, hogy a külső térbe lehetőleg erővonal ne lépjen ki.



1. ábra. Hidrogénben hőkezelt vas mágnesezési görbéje

Röviden azt mondhatjuk, hogy a felületek lemágnesező hatásának következtében a ferromágneses anyagon belül mágneses tartományok (domenek) alakulnak ki oly módon, hogy a mágneses erővonalak az anyagon belül záródnak.

Körülbelül ezt a vázlatos képet lehetne festeni a fémek anyagok mágneses tulajdonságainak alapvető kérdéseiről.

2. Hogy megértsük azokat a lényeges különbségeket, melyek a fémek és félvezető ferromágneses anyagok között fennállanak, szükséges, hogy megismerkedjünk az ún. antiferromágnesség jelenségével. Antiferromágneses anyagoknak azokat az anyagokat nevezzük, amelyek bizonyos hőmérsékletnél magasabb hőmérsékleten úgy viselkednek, mint a közönséges paramágneses anyagok, míg alacsonyabb hőmérsékleten sajátos mágneses tulajdonságokkal rendelkeznek. Ilyen tulajdonság többek között a szuszceptibilitás hőmérséklettől való függése. Bizonyos hőmérsékletnél magasabb hőmérsékleti tartományban ezeknek az anyagoknak a szuszceptibilitása a Curie—Weiss törvényt követi, míg a kérdéses hőmérsékletnél alacsonyabb hőmérsékleti tartományban a szuszceptibilitás erősen csökken. Más szavakkal: van egy olyan hőmérséklet, amellyel mellett a szuszceptibilitás maximális. Ezt a hőmérsékletet antiferromágneses Curie-pontnak nevezzük. Ilyen anyagok pl. a ferriklorid, a kupriklorid, a mangánfluorid. Természetesen



egyéb fizikai tulajdonságok is anomális viselkedést mutatnak az antiferromágneses Curie-pont közelében.

Az a körülmény, hogy az antiferromágneses Curie-pontnál magasabb hőmérsékleteken a szuszceptibilitás a Curie—Weiss-féle törvényt követi, arra utal, hogy az antiferromágneses tulajdonságokért is a be nem töltött héjakhoz tartozó elektronok felelősek, azonban a ferromágneses anyagoktól eltérően ezen elektronok közötti kölcsönhatás arra vezet, hogy a szomszédos atomok mágnesesen aktív elektronjainak spin-nyomatékai ellentétes irányúak az energiaminimumnak megfelelő állapotban. Ez nyilván azt jelenti, hogy a közeli szomszédok közötti kicserélődési integrál előjele negatív.

Ha a kicserélődési integrál az összes közeli szomszédokra negatív előjelű, akkor természetesen a pozitív és negatív irányítottságú spin-nyomatékok egyenletes eloszlása nem felel meg a kicserélődési energia minimumának. Ez az energia csak akkor lesz minimális, ha minden egyes spin-nyomatékhoz az első koordinációs héjban helyet foglaló elektronok ellentétes irányítottságú spin-nyomatéka tartozik. Más szavakkal ez azt jelenti, hogy a spin-nyomatékok átlagos rendezetlensége lényegében lokális rendezettségnek felel meg. Az abszolút zérus fok közelében a lokális rendezettség csaknem tökéletes. A hőmérséklet emelkedésével ez a lokális rendezettség egyre inkább megszűnik, és így lehetőség van arra, hogy a külső mágneses tér irányában bizonyos eredő mágneses intenzitás alakuljon ki. Amikor a lokális rendezettség teljesen megszűnik, akkor a legnagyobb a lehetőség az elemi mágneses nyomatékok párhuzamosítására. Bár a hőmozgás dezorientáló hatása itt már jelentős, mégis a lokális rendezettség megszűnésének megfelelő hőmérsékleti tartományban kapunk maximális szuszceptibilitást. Épp ezért az antiferromágneses Curie-pontot azonosíthatjuk a lokális rendezettség megszűnésének hőmérsékletével. A lokális rendezettség megszűnése után a hőmozgás dezorientáló hatása egyre inkább érvényesül, és az anyag a Curie—Weiss-féle törvénynek engedelmessékedik. A lokális rendezettség megszűnését úgy kell érteni, hogy egyre kisebb térfogaton belül lehet észrevenni a spin-nyomatékok egymáshozképesti ellentétes beállását.

Valóságban a viszonyok ennél bonyolultabbak. Rendszerint az a helyzet, hogy a kicserélődési integrál értéke az egy atomot körülvevő szomszédokra vonatkozóan hol pozitív, hol negatív. A pozitív kicserélődési integrál a spin-nyomatékok párhuzamos orientációjára, míg a negatív kicserélődési integrál a spin-nyomatékok ellentétes orientációjára vezet. Ilyen esetben különböző modellszerű elképzelések segítségével lehet a mágneses tulajdonságok elméleti magyarázatához hozzájárni. Ezen a téren igen nagy érdemeket tulajdonítanak Néel francia fizikusnak, és az ő nevével kapcsolják össze az antiferromágnesség elméletének a ferromágneses félvezetőkre való alkalmazását. A helyzet azonban az, hogy Landau

jóval Néel előtt kifejtette azokat a gondolatokat, amelyeket kitűnően fel lehetett használni a ferromágneses félvezetők tulajdonságainak magyarázatára. Landau gondolatmenete a következő volt: feltételezte, hogy a kristályrácsban azok az atomok, amelyek között a kicserélődési integrál pozitív előjelű, meghatározott síkokba sorolhatók. Ezeket a síkokat nevezte később Néel alrácoknak. Egy síkon belül a kicserélődési kölcsönhatás tehát olyan, hogy az elemi mágneses nyomatékok párhuzamosan helyezkednek el. Két szomszédos sík között azonban a kicserélődési kölcsönhatás mindig az ellentétes irányú beállást segíti elő. Ha a két alrács mágneses intenzitása abszolút értékben egyenlő, akkor az eredő mágneses nyomaték zérus. Egyes alrácson belül érvényesnek tekinthetjük a ferromágneses anyagokra vonatkozó általános törvényeket. A kvantitatív tárgyaláshoz ilyen módon legalább három különféle hatást kell figyelembe venni: a) az egyes alrácson mágneses intenzitását, b) a különböző alrácson közötti kicserélődési kölcsönhatást (amely első közelítésben az alrácson mágneses intenzitásának skaláris szorzatával egyenlő) és végül c) az egyes alrácson mágneses anizotropiáját. Ezeknek a hatásoknak félklasszikus figyelembevételével megalkotható az antiferromágneses anyagok elmélete. A következőes tárgyalási mód azonban az volna, hogy mindezeket az effektusokat egységes kvantummechanikai módszerekkel vesszük figyelembe. Sajnos, mindezekig nem állnak rendelkezésre ilyen módszerek.

Ha a szomszédos alrácson mágneses intenzitása nem azonos, akkor magától értetődően spontán mágnesesződés áll elő. Ezt a mágnességet — megkülönböztetésül a ferromágnességtől — Néel ferrimágnességnek nevezte. Amint a későbbiekből kiderül, a ferromágneses félvezetők (ferritek) kivétel nélkül ferrimágneses anyagok.

Hogy a ferritek mágneses tulajdonságait világosan megérthessük, szükséges, hogy röviden foglalkozzunk a ferritek kristályszerkezetével.

3. A gyakorlatilag számításba jövő ferritek majdnem mind köbös szimmetriájúak. Az elemi cella részletes vizsgálatával Verve, Heilmann és munkatársaik foglalkoztak. A köbös szimmetriájú ferritek elemi cellájának szerkezete a spinellek szerkezetével rokon. A spinellek családjába az  $XOY_2O_3$  kémiai összetételű vegyületek sorolhatók. Az X kétvegyértékű, az Y pedig háromvegyértékű kationt (fémiont) jelent. Egy elemi cella 8 molekulát tartalmaz. Az elemi cella alapvázát 32 oxigénion képezi. Az oxigénionok jó közelítéssel lapcentrált köbös rácsot alkotnak. A 2. ábrán jól látható az oxigénionok elhelyezkedése. Az oxigénionok majdnem érintkeznek egymással és így a legtömöttebb köbös szimmetriájú rácsot hozzák létre. Az oxigénionok térkitöltése azonban olyan, hogy bizonyos alacsonyabb szimmetriájú üregek állnak elő az oxigénionok között. Az elemi cellán belül 8 olyan üreg van, amelyet tetraéderes szimmetriával vesznek körül az oxigénionok és 16 olyan üreg alakul ki, amelyeket oktaéderes szim-



metriával elhelyezkedő oxigénionok vesznek körül. A tetraéderes üregeket a következőkben A helyeknek, míg az oktaéderes üregeket B helyeknek fogjuk nevezni. A fémionok ezekben az üregekben helyezkednek el. Ha az egy elemi cellához tartozó 8 kétvegyértékű fémion a tetraéderes helyeket, míg a 16 háromvegyértékű fémion az oktaéderes helyeket foglalja el, akkor ún. normális spinellszerkezetről beszélünk. Ilyen normális spinellszerkezetük van az alumínatoknak, kromitoknak.

1931-ben Barth és Posnjak kimutatták, hogy a magnéziumferrit szerkezete eltérő. A magnéziumferritre az jellemző, hogy a tetraéderes helyeket nem a magnéziumionok, hanem a háromvegyértékű vasionok foglalják el, míg a fennmaradó vasionok a magnéziumionokkal együtt az oktaéderes helyekre szorúlnak. Az ilyen szerkezetű spinelleket inverz spinelleknek nevezzük.

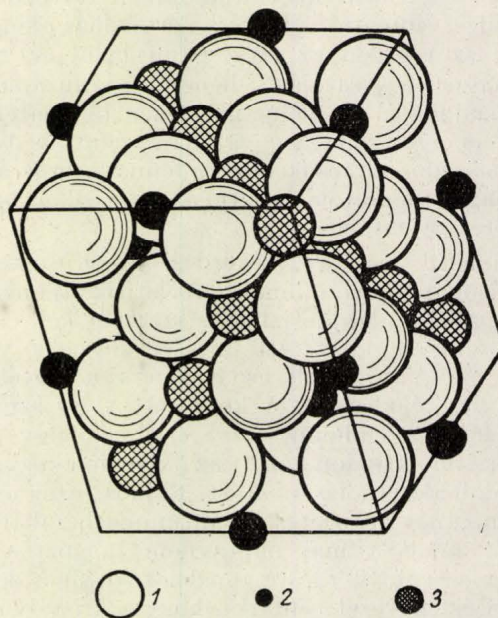
Egészen valószínű, hogy a normális és inverz szerkezetnek megfelelő szabadenergiák között nincs lényeges különbség, és így lehetőség kínálkozik arra, hogy vegyes szerkezetű spinellek alakuljanak ki. A vegyes szerkezetű spinellekre az jellemző, hogy a háromvegyértékű fémionok a tetraéderes helyeknek csupán egy részét foglalják el, a fennmaradó helyeket kétvegyértékű ionok töltik ki. A ferritek között nagyon sok ilyen vegyes szerkezetű kristály található. Különösen magas hőmérsékleteken kedvező a kétvegyértékű és háromvegyértékű ionoknak ilyen véletlenszerű eloszlása. Ha az energiakülönbség a normál és inverz szerkezet között igen csekély, akkor a fémionok diffúziós sebessége az A helyekről a B helyekre és megfordítva kicsi, ezért az ideális szerkezet nagyon nehezen alakítható ki. Sok esetben a hőkezelés igen erősen módosítja a vegyes szerkezetű spinellekben a fémionok eloszlását. A helyzetet még az is bonyolítja, hogy különböző rendeződési jelenségek lépnek fel, amelyek nagyon érzékenyen befolyásolják a mágneses tulajdonságokat.

Jelöljük  $\lambda$ -val a tetraéderes helyekre kerülő háromvegyértékű fémionok viszonylagos számát. Legyen  $\lambda + \mu = 1$ , ahol  $\mu$  nyilvánvalóan az oktaéderes helyekre kerülő háromvegyértékű fémionok viszonylagos számát jelenti. A normális szerkezetű spinellek esetében  $\lambda = 0$ , az inverz spinellek esetében  $\lambda = 0,5$ , a vegyes szerkezetű spinellek esetében  $\lambda$  értéke 0 és 0,5 között változik.

A gyakorlatban rendszerint nem tiszta ferriteket használnak fel, hanem ferritek szilárd oldatait. Ismeretes, hogy a rézferrit mágneses tulajdonságú, míg a cinkferrit nem az. Viszont a cinkferrit sok ferritben jól oldódik magas hőmérsékleten, aminek — mint ahogy később látni fogjuk — a mágneses tulajdonságokra előnyös hatása van. A különböző ferritek szilárd oldatait (amelyek lényegében szubsztitúciós típusú ötvözetek) kevert ferriteknek nevezzük.

4. A ferritek kristályszerkezetére vonatkozó vizsgálatok lehetővé tették a ferritek mágneses tulajdonságainak magyarázatát. Az egyik leg-

szembetűnőbb „anomália”, hogy a ferritek a Curie-hőmérséklet felett nem a Curie—Weiss-törvényt követik, azaz szuszceptibilitásuk reciproka a hőmérsékletnek nem lineáris függvénye, hanem annál jóval bonyolultabb törvénynek engedelmeskedik. Így míg a közönséges ferromágneses anyagoknál a Curie-hőmérséklet felett az  $(1/\chi, T)$  görbe egyenest ábrázol, addig a ferritek esetében ez a görbe a hőmérséklet-tengely felől nézve erősen homorú. Ismeretes továbbá, hogy pl. a magnetit ( $\text{FeOFe}_2\text{O}_3$ ) esetében egy molekulára 4 Bohr-magnetonnyi mágneses nyomaték jut



2. ábra. A ferritek kristályszerkezete

míg elméletileg 14 volna várható abban az esetben, ha feltesszük, hogy az összes ferro- és ferri-ionok kompenzálatlan spin-nyomatékai részt vesznek a mágneses nyomaték kialakításában.

Ezeket az anomáliátulajdonságokat a Landau—Néel-féle elmélet alapján jól meg lehet magyarázni. A ferritek előbb említett kristályszerkezete azt mutatja, hogy legalább három különböző kölcsönhatással kell számolni: a) a tetraéderes helyen levő ionok egymás közötti kölcsönhatásával (jelöljük ennek a kölcsönhatásnak az energiáját  $U_{AA}$ -val), b) az oktaéderes helyen levő ionok egymás közötti kölcsönhatásával (a megfelelő energiát itt  $U_{BB}$ -vel jelöljük) és végül c) a tetraéderes és oktaéderes helyek közötti kölcsönhatással (ez utóbbi kölcsönhatáshoz az  $U_{AB}$  kölcsönhatási energia tartozzon).

Ezeknek a kölcsönhatásoknak a természetére vonatkozóan a következő kijelentéseket tehetjük:

I. Az A—B típusú kölcsönhatás tipikusan antiferromágneses jellegű és a kölcsönhatáshoz tartozó kicserélődési integrál abszolút értéke elég nagy.

II. Az oktaéderes helyek és tetraéderes helyek A—A, B—B típusú kölcsönhatásaira vonatkozóan,



kétféle feltevessel élhetünk : a) Az egyik lehetőség az, hogy ezekhez a kölcsönhatásokhoz pozitív kicserélődési integrál tartozzék. Ebben az esetben a tetraéderes helyek által képviselt alrácson belül az elemi mágneses nyomatók párhuzamosan helyezkednek el. Természetesen hasonló a helyzet az oktaéderes helyek által meghatározott alrácson belül is. A szomszédos alrácson mágneses nyomatókai pedig az erős antiferromágneses csatolás miatt ellentétes irányúak. b) A második lehetőség az, hogy az egyes alrácson belül is antiferromágneses csatolás alakul ki, azonban úgy, hogy a kicserélődési integrál abszolút értéke igen kicsiny a szomszédos alrácsonhoz tartozó kicserélődési integrál abszolút értékéhez képest. Ebben az esetben az alrácson belül az antiferromágneses csatolás ellenére párhuzamosan helyezkednek el az elemi mágneses nyomatók, mivel energetikailag egyáltalán nem kedvező (a szomszédos alrácson között fennálló erős antiferromágneses csatolás miatt) az alrácson belüli ellentétes orientáció.

Felmerül még az a kérdés, hogy ezeket a csatolásokat milyen ionok közvetítik. Vonszovszkij analízise alapján jelentős szerepet kell tulajdonítanunk a közvetett kicserélődésnek, vagy ahogy ezt Van Vleck és Kramers nevezték, a szuprakicserélődésnek. A közvetett vagy szuprakicserélődés fogalmán azt értjük, hogy két mágnesesen aktív ion között az oxigénion közvetíti a kicserélődési kölcsönhatást. Sajnos, ezeknek a problémáknak részletes kvantummechanikai elméletét mind a mai napig nem dolgozták ki. A legegyszerűbb kérdésre vonatkozóan sincs döntő bizonyíték, nevezetesen arra, hogy a kristályokon belül az alrácson kialakulása energetikailag feltétlenül kedvező-e. Sok kifogás alá esik a kristályoknak mint kvantummechanikai egységeknek alrácsonra való taglalása. Ezeknek a nehézségeknek elméleti leküzdésében úttörő munkát végeznek a szverdlovski Akadémiai Intézetben Vonszovszkij és munkatársai.

Az előzőekben ismertetett kölcsönhatások kváziklasszikus módszerrel elég jól figyelembe vehetők. Ismeretes, hogy bizonyos vonatkozásban a közönséges ferromágneses anyagok leírására is elég jól alkalmazható a Weiss által kidolgozott molekuláris tér módszere. Ennek a módszernek az a lényege, hogy a kicserélődési kölcsönhatást úgy veszi figyelembe, hogy bizonyos fiktív belső, vagy ahogy néhányan mondják, molekuláris tér létezését feltételezi. A ferritek esetében is mód van ilyen tárgyalásra.

Mi itt röviden áttekintjük az egyik legegyszerűbb esetre vonatkozó számítási eljárást. Tegyük fel, hogy olyan ferrittel állunk szemben, amelyben csupán a háromvegyértékű fémion aktív mágneses szempontból. Jelöljük  $\vec{M}_a$ -val a tetraéderes helyeken levő háromvegyértékű ionok mágneses intenzitását és  $\vec{M}_b$ -vel az oktaéderes helyeken levőket. Akkor a kérdéses ferrit közepes mágneses intenzitását a következő kifejezés szolgáltatja :

$$\vec{M} = \lambda \vec{M}_a + \mu \vec{M}_b \quad (2)$$

ahol  $\lambda$  és  $\mu$  a kétfajta helyen eloszló mágnesesen aktív ionok arányát adja meg. Határozzuk most meg az A alrácson síkjában működő molekuláris teret. Ez a molekuláris tér nyilvánvalóan A—A és A—B szomszédságoknak megfelelő  $\vec{h}_{aa}$  és  $\vec{h}_{ab}$  molekuláris terek  $\vec{h}_a$  összegével egyenlő. Ugyanakkor nyilvánvaló, hogy a  $\vec{h}_{aa}$   $\lambda$ -val, míg a  $\vec{h}_{ab}$   $\mu$ -vel arányos. Egészen általánosan tehát

$$\vec{h}_a = n(a\lambda \vec{M}_a + \varepsilon \mu \vec{M}_b), \quad (3)$$

ahol  $n$  a pozitív szám, míg  $\varepsilon = \pm 1$ . Az  $a$  és  $n$  együtthatók az  $I_{aa}$  és  $I_{ab}$  kicserélődési integrálokkal hozhatók kapcsolatba. Teljesen hasonló megfontolások alapján vezethető le a  $\vec{h}_b$  molekuláris tér értéke is :

$$\vec{h}_b = n(\beta \mu \vec{M}_b + \varepsilon \lambda \vec{M}_a). \quad (4)$$

Ennek alapján az egyes alrácsonra vonatkozóan a paramágneses tartományban a következő kifejezések lesznek érvényesek

$$\begin{aligned} \vec{M}_a &= \frac{C}{T} (\vec{H} + \vec{h}_a) \\ \vec{M}_b &= \frac{C}{T} (\vec{H} + \vec{h}_b). \end{aligned} \quad (5)$$

Ha most az  $\vec{M}$  átlagos mágneses intenzitásra vonatkozó kifejezésből az  $\vec{M}_a$ ,  $\vec{M}_b$ , a  $\vec{h}_a$  és  $\vec{h}_b$  mennyiségeket a meglevő egyenletek segítségével kiküszöböljük, akkor a szuszceptibilitás reciprokértékére a következő kifejezést kapjuk :

$$1/\chi = \frac{T}{C} + 1/\chi_0 - \frac{\sigma}{T - \Theta}, \quad (6)$$

ahol

$$\begin{aligned} 1/\chi_0 &= n(2\lambda\mu - \lambda^2 a - \mu^2 \beta) \\ \sigma &= n^2(\lambda(1 + a) - \mu(1 + \beta))^2 C \lambda \mu \\ \Theta &= n C \lambda \mu (2 + a + \beta). \end{aligned} \quad (7)$$

Ez a kifejezés, amint jól látható, különbözik a Curie—Weiss-féle kifejezéstől, éppen a jobb oldalán levő harmadik tag miatt. Ez a tag biztosítja a kísérletileg is talált eltéréseket az egyenletekben előforduló paraméterek megfelelő megválasztása esetében. A szuszceptibilitás reciprokértékére kapott kifejezésből könnyen meghatározható a paramágneses Curie-pont értéke. Egyszerű számításokkal azt kapjuk, hogy

$$\Theta_p = \frac{nC}{2} [\lambda a + \mu \beta + \sqrt{(\lambda a - \mu \beta)^2 + 4 \lambda \mu}]. \quad (8)$$

Ha  $\Theta_p$  negatív, ez azt jelenti, hogy az anyag egészen az abszolút zérus fok közeléig paramágneses marad, ha azonban  $\Theta_p$  pozitív, akkor a  $\Theta_p$ -nél kisebb hőmérsékleten spontán mágnesezés következik be abban az esetben is, ha a külső mágneses tér zérussá válik. Az ilyen módon



jelentkező mágneses intenzitást nevezzük ferri-mágneses intenzitásnak. A ferrimágnességhez tehát az szükséges, hogy a  $\Theta_p$  lényegesen nagyobb legyen, mint zérus. A  $\Theta_p$ -re kapott kifejezés könnyen eldönti, hogy a paraméterek milyen értéke mellett teljesül ez a kikötés. Ha

$$\alpha\beta = 1, \quad (9)$$

akkor a  $\Theta_p$  azonosan zérus. Épp ezért ez az egyenlet alapvető jelentőségű a paramágneses és anti-ferromágneses tartományok különválasztása szempontjából. A 3. ábrán felrajzoltuk az  $(\alpha, \beta)$  síkban az ASB hiperbolát, amely az  $(\alpha, \beta)$  síkot két tartományra osztja. A G tartományban a  $\Theta_p$  negatív, ezért ott ferrimágnesség nem alakulhat ki. A sík másik felében olyan  $(\alpha, \beta)$  értékek szerepelnek, amelyek lehetővé teszik a ferrimágnesség létrejöttét. Ezt a tartományt további részekre oszthatjuk. Az  $\alpha, \beta, \lambda$  és  $\mu$  paraméterek bizonyos értékei mellett  $\sigma = 0$ , ami azt jelenti, hogy ezekre az értékekre az eredeti Curie–Weiss-féle törvény teljesül. Könnyen megmutathatjuk, hogy ennek az a feltétele, hogy

$$\lambda(\alpha + 1) = \mu(\beta + 1). \quad (10)$$

Adott  $\lambda$  érték mellett az  $(\alpha, \beta)$  síkon ez az egyenlet egy egyenest képvisel.

Ha ismeretes az alrácsokra ható molekuláris tér értéke, könnyen kiszámítható a spontán mágneses intenzitás hőmérséklettől való függése is. Ugyanis a  $\vec{h}_a$  és  $\vec{h}_b$  molekuláris terek

$$\vec{M}_{as} = M_s B_i \left\{ \frac{M\vec{h}_a}{RT} \right\}, \quad \vec{M}_{bs} = M_s B_i \left\{ \frac{M\vec{h}_b}{RT} \right\} \quad (11)$$

mágneses intenzitást produkálnak.\* Az eredő mágneses intenzitást egész egyszerűen

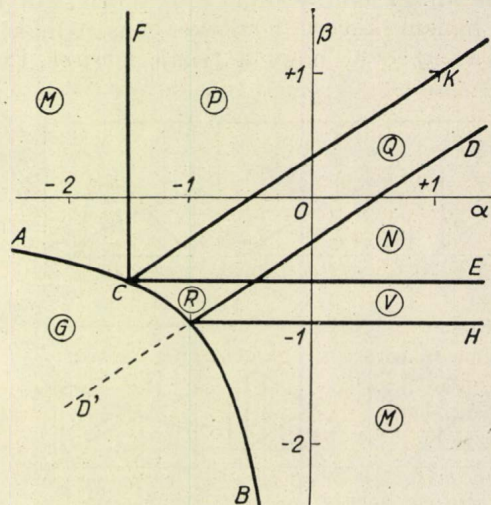
$$\vec{M} = \lambda \vec{M}_{as} + \mu \vec{M}_{bs} \quad (12)$$

alakban kaphatjuk meg. A hőmérséklet-függésre vonatkozó részletes analízis megmutatja, hogy eltérően a ferromágneses anyagoktól, a ferrimágneses anyagoknál előállhat olyan jelenség, hogy a mágneses intenzitás a hőmérséklet növekedésével nem csökken, hanem egy ideig nő, bizonyos hőmérsékletnél maximumot ér el, majd utána a Curie-pont közelében zérussá válik. Sajnos, a kísérleti vizsgálatok nem eléggé meggyőzőek arra, hogy ennek az elméletileg várható jelenségnek valóságában biztosak lehetnénk. A főfeladat az elmélet terén a ferrimágneses anyagok következetes kvantummechanikai tárgyalásának kidolgozása.

5. Ezek után néhány gyakorlati problémával szeretnék foglalkozni. Először is a ferritek előállításának néhány kérdését érintem. A ferritek előállítása tipikusan kerámiai feladat, azonban nem lehet megadni valamilyen általános receptet, amelynek segítségével valamennyi ferrit elő-

állítható. A gyakorlatban leginkább elterjedt Mn-Zn és Ni-Zn ferritek előállítására számtalan szabadalmat jelentettek be, amelyek többé-kevésbé (inkább kevésbé) különböznek egymástól. A Mn-Zn és Ni-Zn ferriteken kívül az irodalomban és szabadalmi leírásokban legalább ötven különféle ferritet ismertettek. Annak ellenére, hogy az előállításra vonatkozó leírások különböznek egymástól, az eljárás általános menetét könnyű megadni. A kiindulási anyagok kiválasztása szerint az előállítás első fázisa háromféle úton haladhat:

a) A megfelelő fénoxidok adott arányban való keverése (golyós malomban történő őrlés révén), sajtolása és kb. 900 C°-on történő előszinterelése.



3. ábra. A Néel-féle diagram

b) A megfelelő fémsók oldatának adott összetétel szerinti elegyből hidroxidok együttes leválasztása, szárítása, sajtolása és kb. 900 C°-on történő előszinterelése. (Koprecipitálás módszere.)

c) A megfelelő fémek karbonátjainak, oxalátjainak, nitrátjainak és szulfátjainak dekomponálása révén képződött oxidok keverése, sajtolása és kb. 900 C°-on történő előszinterelése.

Az előszinterelt anyag további feldolgozása (második fázis) a kiindulástól függetlenül minden egyes esetben azonos. Gyakran az előszinterelt anyagot újból megőrlik és megegyeszer szinterelik 900 C°-on. Sőt előfordulhat az is, hogy ezt a műveletet többször megismétlik. Az ilyen előkészítés meggyorsítja a ferritképződést, homogénebbé, tömörebbé teszi az anyagot. A feldolgozás utolsó lépése abban áll, hogy a többszörösen (vagy egyszeresen) előszinterelt, finomra őrlt anyagot valamilyen kötőanyaggal (pl. benzolban oldott kámmal) elkeverik, a zsugorodási veszteségeket figyelembe véve a kívánt alakúra sajtolják és 1200–1350 C°-on célszerűen beállított oxigéntartalmú atmoszférában szinterelik. A szinterelés befejezése után a lehűtésnél bizonyos fogásokat alkalmazhatnak (pl. az átvezetett gáz oxigéntartalmát szabályozhatják), hogy a mágneses tulajdonságokat előnyösen befolyásolják.

\*  $B_j(z)$  az ún. Brillouin-függvény.



Laboratóriumi vizsgálatok szempontjából nagy érdeklődésre tarthat számot a ferriteknek olvadáskor való előállítás. Különösen a kálium-klorid és bórax jöhetnek számításba, amelyek 900 C° körül elég könnyen megolvaszthatók és jól oldják a felhasználásra kerülő fémoxidokat. Az olvadékokban gyakorlatilag tökéletesen elkevert fémoxidok oldatát kapjuk és elég hosszú ideig 900 C°-on maradván az olvadékokban bekövetkezik a ferritképződés. Ennek az eljárásnak egyik előnye, különösen a laboratóriumi vizsgálatok szempontjából, hogy módot nyújt nagy ferritkristályok előállítására. Az ilyen ferritkristályokon azután a mágneses tulajdonságok sokkal jobban vizsgálhatók.

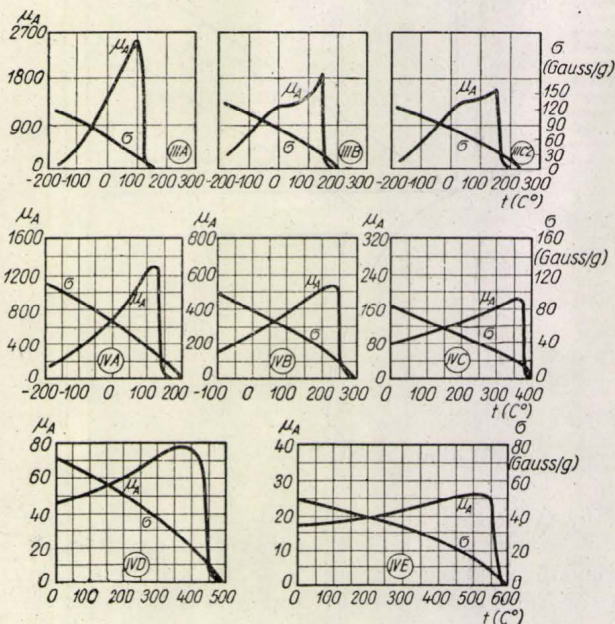
Mint ahogy említettem, a gyakorlatban nem tiszta, hanem kevert ferriteket használnak fel. Ennek az az oka, hogy a tiszta ferritek Curie-

Nem túl nagy frekvenciák mellett a nagy kezdő permeabilitás kedvező. A rádiófrekvenciás vagy mikrohullámú tartományban sokkal kedvezőbbek a kis kezdő permeabilitással rendelkező ferritek.

Ferritek szilárd oldatainak kémiai és fizikai tulajdonságaival részletesen foglalkozott Szmolenszkij szovjet fizikus, aki éppen ilyen irányú munkásságáért kapott Sztálin-díjat. Alaposan megvizsgálta a nikkel-cink, a réz-cink és cink-kadmium-ferritek szilárd oldatait. Megmutatta, hogy megfelelő koncentráció mellett elérhető az a Snoek által felállított követelmény, hogy mind a magnetostriktió, mind a mágneses anizotropia gyakorlatilag zérus legyen. A Szovjetunióban széles körben folyik híradástechnikai és egyéb célokra megfelelő ferritek előállítása.

6. Már a bevezetőben említettem, hogy az emberiség először félvezető anyagokon ismerte meg a ferromágnesség jelenségét, mégis az elmúlt félévszázad alatt csaknem minden fejlődés a fémes mágneses anyagokra szorítkozott. Ennek magyarázatát többek között abban kell látnunk, hogy a híradástechnikai követelmények nem szoltak amellett, hogy lehetőleg nagy fajlagos ellenállású mágneses anyagokat állítsanak elő. A porvasmagok megtették a szolgálatot. Azonban első sorban a mikrohullámú technika nem elégedhetett meg ilyen mágneses anyagokkal. A ferritek gyakorlati felhasználásának kulcsa elsősorban abban van, hogy ohmikus ellenállásuk igen nagy, és így a bennük kialakuló örvényáram-veszteségek jelentéktelenek. A gyakorlati felhasználót pedig elsősorban a veszteségek kérdése izgatja. A ferritek esetében egyrészt a hiszterézis-veszteségek, másrészt — különösen mikrohullámú tartományban — a spinrezonanciával kapcsolatos veszteségek jelentékenyek.

Befejezésül néhány egyszerű példát említek meg a ferritek gyakorlati felhasználásával kapcsolatban. Rádiókészülékekben a forgókondenzátorral elvégezhető hangolás helyett ma már gyakran alkalmaznak olyan tekercseket, amelyek ferritmag elmozgatásával hangolhatók. Nagyon elterjedtek a polgári szükségletet kielégítő rádiókészülékekben is a ferritantennák. Mivel a ferritek nagy permeabilitással és kolosszális dielektromos állandóval rendelkeznek, igen érzékeny térerősség-detektorok, ezért is alkalmazzák ezeket antennaként. Megfelelő mágneses és termikus kezeléssel készíthetők olyan ferritek, amelyek hiszterézis-görbéje négyszögletes. Az ilyen ferritgyűrűket széles körben használják elektroncsövek helyettesítésére impulzuskészülékekben. Elektromos számológépek emlékező elemeit ma már egyre inkább négyszög-hiszterézishurkú ferritgyűrűkből készítik. A ferritgyűrűk alkalmazása megnöveli a biztonságot. A csöveknek tápfeszültség szükséges, emissiójuk tönkremehet, és egyéb meghibásodás, öregedés állhat elő. Mindez elesik ferritgyűrűk használata esetében. A mikrohullámú technikában csillapító anyagok konstruálására kiválóan alkalmasak. Mágneses térben a ferritek



4. ábra. Különböző ferritek kezdő permeabilitásának és fajlagos vezetőképességének hőmérséklettől való függése

pontját nem ferromágneses ferritek hozzáadásával jelentős mértékben csökkenteni lehet. Ismeretes ugyanis, hogy a magas Curie-pontú anyagoknál a kezdő permeabilitás rendszerint kicsiny. A 4. ábrán jól látható a Curie-pont leszállításának a kezdő permeabilitásra gyakorolt hatása. Az egyes diagramokon sorban a kezdő permeabilitásnak, a fajlagos telítési intenzitásnak a hőmérséklettől való függése látható. Az első diagramon a ferroxcube III A görbét ábrázoltuk. A Curie-pont 100–150 C° között van, ennek megfelelően szobahőmérsékleten igen tekintélyes kezdő permeabilitás várható. Sorban a 2., 3. és így tovább a 6. diagramon egyre inkább magasabb hőmérsékleti tartományba tolódik el a Curie-pont, és egyre inkább csökken a kezdő permeabilitás értéke is. Végül a 8. diagramon jól láthatjuk, hogy a kb. 600 C°-nak megfelelő Curie-ponttal, rendelkező ferroxcube IV E szobahőmérsékleten mért kezdő permeabilitása már 20-nál is kevesebb.



forгатják az elektromágneses hullámok polarizációs síkját. Ennek a jelenségnek segítségével könnyű olyan vonalakat építeni, amelyek az elektromágneses sugárzást csak egy irányban engedik át, és így ideális leválasztó elemeknek használhatók. A polarizációs sík forгатásának jelenségét fel lehet használni modulátorok építésénél, aminek különösen a lokációs technika veszi hasznát.

## A FIZIKA TANÍTÁSA

### Alfa-részecskék kimutatása diapozitív lemezben

A ködkamrák mellett az utóbbi évtizedek alatt egy másik módszer is fejlődött ki, amellyel egyetlen részecske pályáját ki lehet mutatni — az atommagfizikai emulziós módszer. Az atommagfizikai emulzió fényérzékeny anyag, amelyben fény helyett töltött részecskék „exponálják” a szemcséket, amikor rajtuk keresztülhaladnak. A lemezekben előhívás után megjelenik a részecske pályája mint ezüstszemcsékből álló pontsor. A nyomok mikroszkópos kiértékelése során meghatározható a részecskék töltése, tömege, energiája.

Röviden hasonlítsuk össze az atommagfizikai és a fényképezési célokra használt optikai emulziókat. Közös vonásuk, hogy ezüsthaloid fényérzékeny rendszerek. Az atommagfizikai emulziók igen magas ezüstbromid tartalommal 80% rendelkeznek, míg az optikai emulzióké csak 30–40%. Szemcsézetük igen magas érzékenységgű, emellett kb. tízszer finomabb (0,1–0,5  $\mu$  átmérőjű). Rétegvastagságuk — hogy a részecskék minél nagyobb utat futhassanak bennük — az optikai emulzió 10–20  $\mu$  vastagságával szemben 25–600  $\mu$ .

A magas ezüstbromid tartalom és nagy szemcseérzékenység miatt válik lehetővé a nagy sebességű egyszerűen töltött részecskék kimutatása, valamint a pályahosszuk pontos meghatározása.

Ebben a cikkben egy pár olyan kísérletet írunk le, amely a középiskolákban rendelkezésre álló felszereléssel is elvégezhető, és jelentősen hozzájárul a radioaktivitás tanításának megkönnyítéséhez.

Mivel atommagfizikai emulzió belföldön egyelőre nem szerezhető be és kezelése nagyobb felkészültséget igényel, ezért megpróbáltunk olyan eljárást kidolgozni, amellyel az alfa-részek nyomai kimutathatók fotoszaküzletben kapható diapozitív lemezekben. A kísérletekhez sötétkamrára és egyszerű mikroszkópra van szükség 200–400-szoros nagyítással. Természetesen ezek a kísérletek tisztán demonstratív jellegűek.

Választásunk azért esett diapozitív lemezekre, mivel szemcsenagyságuk aránylag kicsi (0,7–1  $\mu$ ), rétegvastagságuk és ezüstbromid tartalmuk az optikai emulziók között aránylag a legnagyobb: 25  $\mu$ , ill. 35–40%.

Hogy egy emulzióban a részecske nyoma észlelhető-e vagy sem, az emulzió ezüstbromid

Szinte megállás nélkül lehetne folytatni a lágy mágneses ferritek felhasználási területeit, s közben még egyetlenegy szóval sem emlékeztünk meg a kemény ferritek alkalmazási lehetőségeiről, amelyek pedig mint permanens mágnesek szintén egyre inkább szélesedő körben kerülnek felhasználásra.

Pál Lénárd

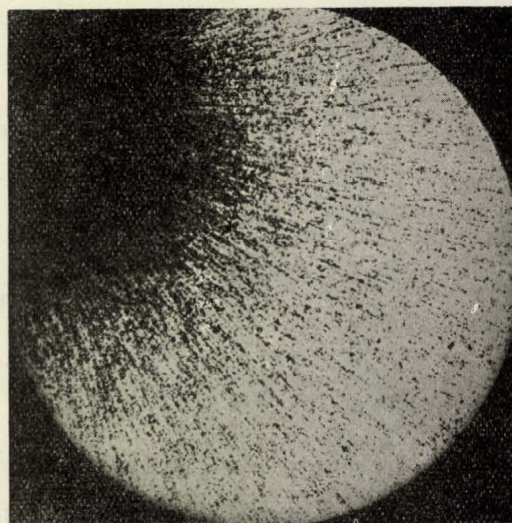
Magyar Tudományos Akadémia  
Központi Fizikai Kutató Intézete

tartalma és a szemcsék érzékenysége mellett végső fokon a pálya szemcsesűrűségének a fátývolhoz való viszonya szabja meg. Fátývol alatt értjük az emulzióban szabálytalanul elhelyezkedő szemcséket, amelyeknek ha nagy a sűrűsége, az a pálya felismerését megnehezíti vagy lehetetlenné teszi.

A diapozitív lemezek sajátosságai miatt a pályában csak kis szemcsesűrűséggel és nagy fátývossal számolhatunk. Ezek viszonyát bizonyos határok között lehet változtatni az előhívó összeállításával, az előhívás hőmérsékletének és idejének a helyes megválasztásával.

Kísérleteinkben „Forte Bromodia” és „Agfa Diapositiv Platten (hart)” lemezeket használtunk. A célunk az Agfa lemezek jobban megfelelték, mint a Forte. Az utóbbinál különösen az előhívás kényes az erős fátýolosodás miatt, így célszerű az itt megadott hőmérsékletet és időt pontosan betartani.

A lemezek kezelését lehetőleg teljes sötétségben, vagy igen gyenge rubinvörös világításnál végezzük, hogy a fátýolt ezzel is csökkentjük. A lemeznek szemmel alig észrevehető árnyalata a mikroszkóp alatt már nagy szemcsesűrűségnek felel meg.



1. ábra: A lemez felületén elhelyezett pontszerű forrásból (polónium) kiinduló alfa-részek nyomai Agfa diapozitív lemezben. Nagyítás: kb. 100 $\times$ .



Több fajta előhívó kipróbálása után az ID 19 hívót találtuk a legjobbnak, Agfa lemeznél 8 perc, Forte lemeznél 5 perc előhívási idővel 18 C°-on.

A hívó összeállítása a következő:

metol	2,3 g
nátriumszulfít (krist.)	144,0 g
hidrochinon	8,8 g
nátriumkarbonát (krist.)	130,0 g
káliumbromid	4,0 g
víz	1000 ccm
hígítás 1 : 3 arányban.	

A lemezek fixálására 30%-os fixírsó oldatot használhatunk. Utána a lemezeket folyóvízben mossuk, majd száradás után 0,2%-os sósav-oldatba mártott vattával dörzsöljük le, hogy a mikroszkópos észlelést az emulzió felületére kicsapódott ezüstréteg és a karcolások ne zavarják.

Utólagos erősítést is alkalmazhatunk, amellyel megnöveljük a szemcsenagyságot. Ez azt jelenti, hogy a pályában a szemcsesűrűség is növekszik, mivel az eddig láthatatlan apró szemcsék most megjelennek. Természetesen ez érvényes a fátylóra is, de ennek ellenére a pályák szembetűnőbbek lesznek, mert jobban felismerhető bennük a szemcsék egymáshoz tartozása.

Az erősítés menete a következő: Az előhívott, fixált és jól kimosott lemezeket tompított világításnál 5 percig a következő oldatba áztatjuk:

10% káliumbikromát oldat	12 ccm
10% sósav	1 ccm
víz	100 ccm

Utána 10 percig folyóvízben mossuk, majd az előző hívóban 5 percig újra előhívjuk. Fixálásra nincs szükség, az erősített lemezt pár percig mossuk, majd megszáritjuk. Ezt a folyamatot több-

ször is megismételhetjük. Egyszeres erősítéssel a pályák szemcsesűrűsége átlagosan 10–15%-kal növekszik. Erősítés nélküli lemezekben a szemcsesűrűség 0,5–0,6 szemese/ $\mu$ .

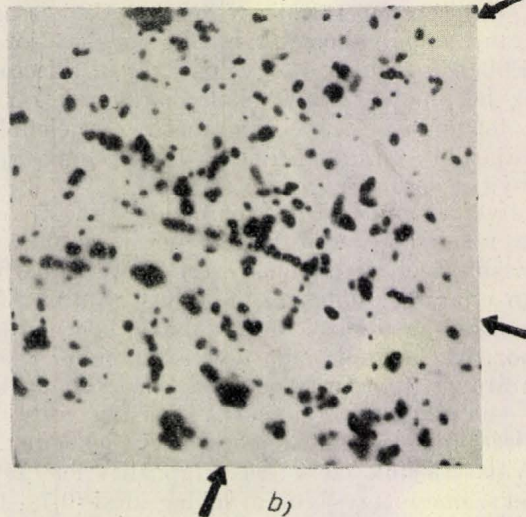
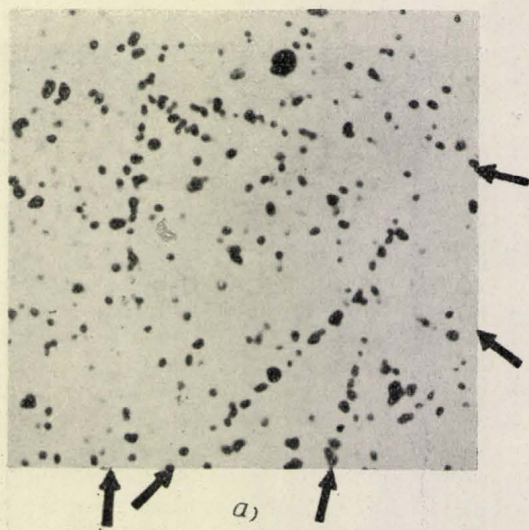
A lemezek vizsgálatához — célszerű azokat kb. tárgylemez nagyságúra felvágni — pár százszoros nagyítású mikroszkópot használunk. Igen jól érzékelhető a pályák térbeli helyzete az emulziórétegben a finombeállító csavar fel-le mozgatásával, ugyanis ezzel a pályák más-más szakasza jelenik meg élesen. Ha kicsi volt az alfa-sugárzás intenzitása, előfordulhat, hogy nem minden látótérben találunk pályát. Különösen vigyázzunk arra, hogy karcolásokat, az emulzió felszínén végighúzódnó vonalakat pályáknak ne nézzük. Az alfa-pályák hossza ezekben a lemezekben maximálisan 60–70  $\mu$  lehet és végignézésükhöz legtöbbször a finombeállító csavar mozgatása szükséges, míg a karcolások több száz mikron hosszúak és a finombeállító csavar egy beállításánál az emulzió felszínén élesen látszanak.

Alfa-forrásul gázharisnyát is használhatunk, amely thóriumoxidot tartalmaz, mivel ez szerethető be legkönnyebben. (Budapest, József körút 59/61 „Aladdin” Vas és Edénybolt Vállalat.) Ha a porát a lemezre szórjuk és pár óráig „exponálunk” az emulzió felszínéről kiinduló nyomokat kapunk a lemezben.

Az 1. ábrán az emulzió felszínén elhelyezett pontszerű forrásból (polónium) kiinduló alfa-részek pályáit láthatjuk.

A thóriumot az emulzióba legkönnyebben thóriumnitrát vizes oldatában juttathatjuk be. Ha csak gázharisnyánk van, akkor a következő eljárást kell alkalmaznunk, hogy a thórium-oxidot oldatba vigyük.\*

\* Ezúton köszönöm meg Almássy Gyulának, a kémiai tudományok kandidátusának a feltárással kapcsolatos útmutatásait.

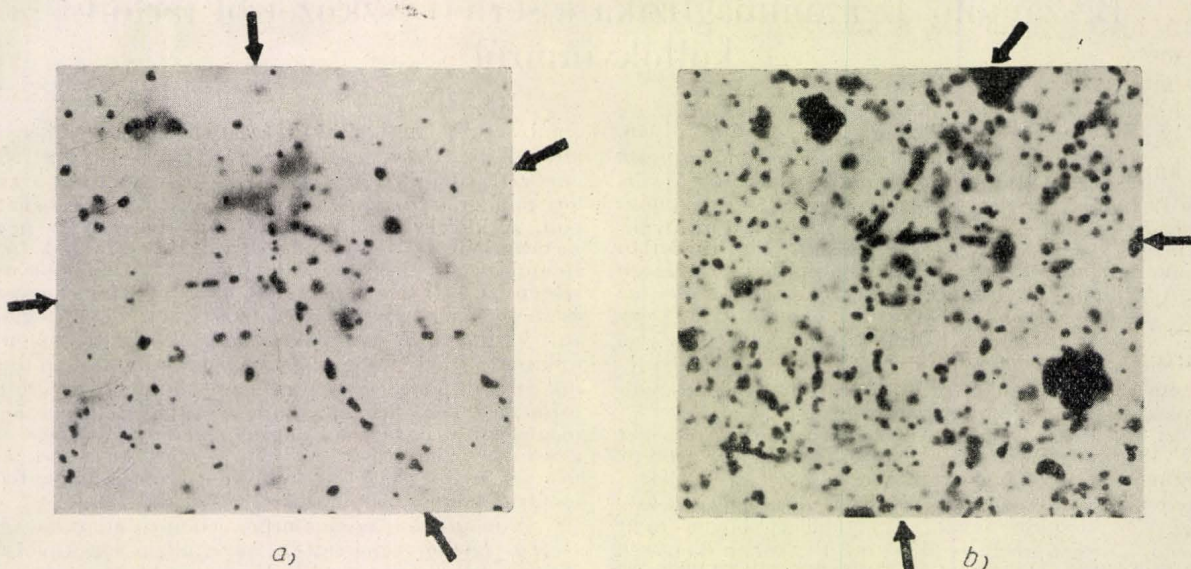


2. ábra: Thórium-esillagok Agfa diapozitív lemezen a) erősítés nélkül b) egyszeres erősítéssel. Nagyítás 665 $\times$ . A felvételek 500 $\times$  nagyítással készültek, utólagos nagyítás 1,33 $\times$ . A nyilak a pályákat jelzik. A felvételek a mélységélesség növelése érdekében igen erősen leszűkített kondenzor írisszel készültek, aminek következtében a fátyló-szemcsék nagyobb mértékben jelentkezték, mint vizuális észlelésnél. Ugyanez vonatkozik a 3. ábrára.



1 sr. gázharisnyaporhoz 10 sr. vízmentes káliumhidroszulfátot ( $\text{KHSO}_4$ ) adunk és a keveréket porcelántégelyben megolvasztjuk. Kb. 5–10

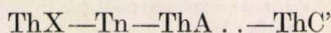
ábrák egyforma nagyítással készültek, így jól látható az előzőekben említett különbség az optikai és atommagfizikai emulziók között.



3. ábra: Thórium-csillagok Forte diaposzítív lemezben a) erősítés nélkül, b) egyszeres erősítéssel. Nagyítás  $665\times$

perces hevítés után az olvadékot óvatosan 100 sr. desztillált vízbe öntjük és az oldatot néhány percig forraljuk (oldatlan rész alig marad). Ezután az oldatot forrón leszűrjük. Az így kapott oldatból pár ccm-t cseppentünk a lemezre és beszárítjuk. Egy-két hét múlva előhívjuk.

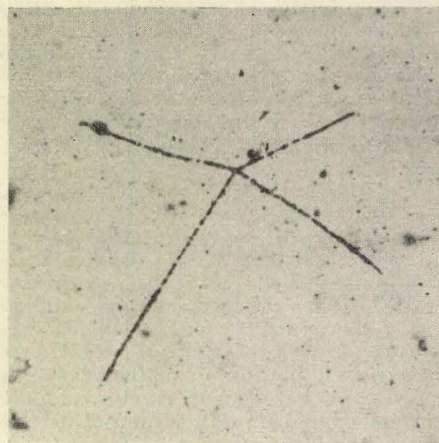
Az emulzióban egyes pályákon kívül két (2/b ábra), három (2/a, 3/b ábrák), négy (3/a ábra), ritkábban öt és hatágú csillagokat találhatunk. Csillagnak egy közös pontból kiinduló pályákat nevezünk. Ezek a csillagok a thórium-atomok sorozatos lebomlását kísérő alfa-részecskéktől származnak. Leggyakrabban négyágú csillagokkal találkozunk, amelyek a



alfa-bomlásoknak felelnek meg, mivel ezen atomok felezési ideje 3,6 nap és  $3 \cdot 10^{-7}$  secundum között van. Az öt és hatágú csillagok a  $\text{RdTh}$ -tól, ill. a  $\text{Th}$ -tól kiinduló bomlásból származnak. Hosszú felezési idejük miatt ezek a csillagok csak igen kevés számban fordulnak elő. Az emulzió vékonysága miatt az alfa-részecskék nagyrésze kifut az emulzióból, ezért találunk sok, az emulzió síkjához meredeken hajló nyomot, amely csak pár szemcséből áll.

Összehasonlításképpen a 4. ábrán láthatunk egy thórium-csillagot, amely a Forte Fotokémiai Ipari Kutató Laboratóriumban készült atommagfizikai emulzióban jött létre. A 2., 3. és 4.

A felvételek szélsőségesen leszűkített kondenzor-írisszel történtek, hogy az emulzióban mere-



4. ábra: Thórium-csillag a Forte Fotokémiai Ipari Kutató Laboratóriumban készült atommagfizikai emulzióban. Nagyítás  $665\times$ .

deken haladó nyomoknak minél nagyobb része legyen éles. Ezért nagy a fátyol, de ez csak lát-szólagos, mert az előbbi ok miatt több fátyol-szemcsét fényképeztünk le, mint ami egy helyesen beállított mikroszkóppal egyszerre látható.

Bujdosó Ernő

MTA Atommag Kutató Intézete  
Debrecen



## Beszámoló az atommagfizika kísérleti eszközeiről tartott kollokviumról

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat által 1956. évben rendezett kollokviumok közül időrendben első az atommagfizika kísérleti eszközeivel foglalkozott április 10 és 13 között. Eredeti elgondolás szerint, ezen kollokviumot is „semleges területen” Hajdúszoboszlón kívántuk megrendezni, de az ott felmerült elháríthatatlan technikai akadályok miatt a kollokvium helye Debrecen lett. A Budapestre érkezett résztvevők elhelyezése az Arany Bika szállóban történt. Az előadások a Déry múzeum előadótermében hangzottak el, kivéve az első nap délutánját, amikor a Kossuth Lajos Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetének tantermében gyűltek össze a kollokvium résztvevői.

Az elhelyezés, ellátás és az előadóterem többeket a II. Magyar Fizikus Vándorgyűlésre emlékeztetett. Ez és a résztvevők kollokviumon megszokottnál jelentősen nagyobb száma „kis vándorgyűlés” jellegű kölcsönzött a kollokviumnak. Mindemellett bőven nyílt alkalom kötetlen megbeszélésekre. Pl. sokan keresték fel esténként, vacsora után a MTESZ és TTIT által közösen fenntartott Csokonay klubot.

Újszerű kezdeményezés volt a kollokviummal egyidejűleg megrendezett kiállítás, ahol a kollokvium résztvevői az előadásokban ismertett műszereket alaposabban tanulmányozták. A KFKI Atomfizikai, Elektromágneses Hullámok, Kozmikus sugárzások, Radiológiai Osztályai, a Magyar Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet, az Országos Sugárfizikai Laboratórium, az Elektronikus Mérőműszergyár és az Erőmű Karbantartó és Javító Vállalat állítottak ki általuk készített atommagfizikai, radiológiai, illetve izotópkutatáshoz épített műszereik közül. A nagy vagy igen kényes műszereket tablók és albumok mutatták be. A DFKI egy másik laboratóriumában a Szalay professzor vezetése alatt működő két debreceni intézet állított ki hasonló célú műszereiből.

A továbbiakban a négynapos kollokvium keretében elhangzott 30-nál több előadás rövid ismertetését adjuk.

Szalay Sándor akadémikus üdvözlő és a kollokviumot megnyitó szavai után Koch József tartotta az első előadást, aki önkéntes GM csövekhez használatos kioltókör tervezéséhez kOhm nagyságrendű munkaellenálláson kapott GM impulzusok egyes jellemzőit vizsgálta. Az általa ismertett egyszerű megfontolások azt mutatják, hogy az így kapott impulzus lényegében elektron-áram-impulzus. A katódsugár oszcilloszkópról fényképezett felvételeken bemutatott impulzus alakok jól magyarázhatók a kisülés szélmenti terjedésének és a pozitív ionfelhő mozgásának ismeretében. Meghatározható ebből a kisülés terjedési sebessége és árama.

Kiss Dezső: „Kisháttérű számlálóberendezés készítése  $C^{14}$  kormeghatározás céljaira” címmel Szentpétery Imrével és Szivék Jánossal közösen végzett munkájuk technikai problémáit és körülményeit ismertette. E témával Simonyi professzor indítványára kezdtek foglalkozni és először közönséges — nem  $C^{14}$ -es mérés céljaira szolgáló — GM csövekkel végeztek vizsgálatokat a háttérre vonatkozólag. Ismertette a berendezésüket, majd antikoincidencia árnyékolással, ólomabszorbensszel, illetve ezek nélkül a föld felszínén és 20 méterrel a föld felszíne alatt végzett méréseik eredményét mutatta be. Említést tett még az ezen tapasztalatok alapján elkészített  $C^{14}$ -gyel történő kormeghatározás céljaira épített speciális számlálócsövekről is.

Az előadáshoz Bozóky László, Simonyi Károly és Szalay Sándor szóltak hozzá, illetve tettek fel kérdéseket.

A következő két előadás atommagfizikai emulzió hazai előállítási eljárását ismertette, illetve az így készült

emulzió tulajdonságait megállapító mérések eredményéről számolt be. Polster Alfréd a magfizikai és egyéb fotoemulziók rövid kvantatív összehasonlítása után a kísérleti munkáját irányító elgondolásokat közölte behatárolban. A kísérletekből az állapítható meg, hogy nem a zselatin kémiai összetétele a döntő, hanem annak fizikai tulajdonságai, elsősorban a védőhatás. A haloidok a jó szerepe után az ezüstháloido, valamint a szemecseszám és méret kialakítás, majd a mosás kérdésével foglalkozott az előadó. A magfizikai emulziók készítésénél a termikus zavarhely képzése az AgBr kristályrácsban (második érlelés) elmarad. Cél az, hogy minden szemcse egyforma érzékeny legyen, amihez a szenzibilizálás a legmegfelelőbb. Az alkalmazott eljárások ismertetése után a közölt elgondolások alapján végzett kísérletek eredményeként megszületett P/22 jelű hazai atommagfizikai emulzió kémiai bemutatását hallottuk.

A magfizikai szempontból jellemző adatokat Medveczky László ismertette. Az emulzió hatótávolság—energia összefüggését 10 MeV-nál kisebb energiájú alfa-részekre a thorium bomlási sor tagjai által létrehozott pályákból állapította meg. Az érzékenységi vizsgálatokat kozmikus eredetű protonnyomokból és  $J^{131}$  mesterséges radioaktív izotóp bomlásából származó beta-részek nyomából mérte. Ezen és a szemecsesűrűség—energia csökkenés viszonyának megállapítására végzett vizsgálatok eredményéből az állapítható meg, hogy a P/22 magfizikai emulzió érzékenysége az Ilford C2-ével azonos.

A közös téma miatt a két előadást együtt vitatta meg a kollokvium. Angeli István, Keszthelyi Lajos, Orbán György, Szalay Sándor és Sztanyik László kártársak tettek fel kérdéseket az előadóknak.

Szcintillációs számlálási technikával volt kapcsolatos a délelőtti ülésszak utolsó két előadása. Keszthelyi Lajos ismertette nagyenergiájú gamma-sugarak számlálási technikájával kapcsolatos Erő Jánossal közös vizsgálataik eredményét. Szcintillációs számlálóval végzett ilyen méréseknél a számlálást zavarják a környezetben (céltárgytartó, foszfortartó és ezek tartozékai) Compton effektus és párképződés folytán keletkezett nagyenergiájú elektronok. Ezek korrekcióba vételéhez, illetve a beta-részek megszámlálásához koincidenciába csatolnak még két GM számlálócsövet. Utóbbiakkal mérik a beta-részek számát. A sugár-forrás intenzitásának ingadozását monitorral veszik figyelembe.

Az értékes előadáshoz Kiss Dezső, Szalay Sándor és Zámori Zoltán szólt hozzá, illetve tett fel az előadóknak kérdéseket.

A másik előadásban Lukovics Albert beta-gamma-sugarak vizsgálatára szolgáló folyadékös szcintillációs számlálókkal foglalkozott. Bevezetésül vázolta az irodalomban használatos folyadékösforok előnyeit és hátrányait szilárd foszforokkal szemben. Majd ismertette a KFKI Radiológiai Osztályán készített szcintillációs számlálóberendezés felépítését. Beszámolt a készülővel terfenil és uranylitrát oldatok hatásfokára vonatkozó mérései eredményéről. Hitelesítéshez xilolban oldott antracén használt.

Az előadóhoz Makranczy Béla intézett kérdést.

Az első nap délutánján ködkamrákkal foglalkozó előadásokat hallottunk. Először a KFKI Kozmikus Osztályán épített expanziós ködkamra került ismertetésre. Kántor Károly a bevezetésben vázolta az expanziós ködkamrák elvi működését, majd részletesebben foglalkozott az általuk konstruált ködkamra felépítésével és technikai részleteivel. Bőven foglalkozott a pályanyomok minőségét befolyásoló tényezőkkel, lassú expanzióval (ami a gyors expanzió után a kamratérben maradt, töltetlen kondenzációs magokat tünteti el a tisztító



elektromos térben), a kamrában elhelyezett mérésekhez szükséges abszorbens lemezek elrendezésével és hatásával. Ugyanezen kamra működtetéséhez szükséges elektronikus rendszert Zsdánszky Kálmán ismertette igen röviden és tömören vázolván annak egyes elemeit és azok funkcióit.

Hozzászólók: Hrehuss Gyula, Medveczky László, Orbán György, Striker György és Szalay Sándor.

Majd Csikai Gyula ismertette a DFKI-ban Hrehuss Gyulával és Szalay Sándorral együtt fundamentális atommagkutatás céljaira megvalósított precíziós mérésekre alkalmas expanziós ködkamrát. A készülék érzékeny térfogatát 280 mm átmérőjű és 50 mm magas üveghenger definiálja. A kamra szűrőlap nélkül is örvénymentesen működik 0,2–2 atm nyomás intervallumban. Az automatikus vezérlés pneumatikus és elektromechanikus. Fényforrásként két egymással szemben elhelyezett vonal villanófénylámpát (flash) alkalmaznak, melyek plexi-üvegből készült henger lencserendszer fókuszába kerülnek. A fényképezést egymáshoz 24° sztereoszögbe állított két Taxona fényképezőgép végzi. A kamra szerves tartozéka még a részecskék energiájának meghatározásához egy 22,5 cm középsugarú Helmholtz tekercs, amivel kb. 1000 Oersted erősségű mágneses tér állítható elő.

Faragó Péter, Gémessy Tibor, Hajnal Ferenc, Kántor Károly, Orbán György, Somogyi Antal, Striker György és Tárczy-Hornoch Zoltán vett részt az előadás utáni diszkusszióban.

Az expanziós ködkamrákkal foglalkozó előadások után Hrehuss Gyula diffúziós ködkamrán végzett méréseit ismertette. A diffúziós ködkamrák működése kevésbé ismert, mert világviszonylatban is csak 5–6 éve vált a magfizikai kutatás kvantitatív eszközévé. A kamrák elvi működésének és működési feltételeinek ismertetése után közölte a DFKI-ban készített három kísérleti kamrára vonatkozó mérések eredményét. Kísérleteivel a külföldi eredmények reprodukálásán kívül az ott közelebről kisebb gáznomással (40 Hgmm H<sub>2</sub>) is sikerült diffúziós ködkamrák működtetnie. Ilyen alacsony nyomásnál az érzékeny réteg vastagsága a kamra magasságának negyödöt részét is kiteszi az általában elért egyharmad kamramagassággal szemben.

Az előadottakhoz Bozóky László, Erő János, Gémessy Tibor, Kántor Károly, Keszthelyi Lajos, Lukovics Albert, Striker György és Szalay Sándor szóltak hozzá, illetve tettek fel kérdéseket.

A kollokvium második napján délelőtt Bozóky László volt az első előadó, aki háromelektrodás kondenzátor ionizációs kamrárt ismertetett, melyet gyártásra most már az ipar is átvett. Vázolta a hasonló célú sugárvédelmi műszerek megoldásait rámutatva azok fogyatékoságaira. Majd rövid előadásában bemutatta az általa konstruált zsebkamra, valamint az ahhoz szükséges töltő- és mérőberendezés felépítését. A kamra feltöltése segédelektroda segítségével történik, melyet jól meghatározott kényszerpályán mozgat mágnessel. Ezen plexilemezzel határolt T alakú pályát biztosítja az ionizációs kamrárt az esetleges mechanikai behatások által okozható kislülésektől.

Az értékes előadáshoz Erő János, Orbán György, Simonyi Károly, Striker György, Szalay Sándor és Zsdánszky Kálmán szólt hozzá.

„Vizsgálatok ipari célra használt ionizációs kamra árammérésének stabilizálására vonatkozóan” c. előadásokat Egri Imre és Lindmayer József azokról a vizsgálatokról számolt be, amelyeket beta sugárzó izotópoknak folyamatos négyzetmétersúly mérésére való ipari bevezetése tett szükségessé. Az ipari követelmény  $\pm 1$  négyzetmétersúly-százalék mérési pontosság. Számítás szerint a mérendő négyzetmétersúlyt és a rendelkezésre álló izotópot figyelembe véve a mérési berendezés elektromos bizonytalanságának — a fenti pontosság eléréséhez — kisebbnek kell lennie, mint  $\pm 0,2\%$  az elnyelőanyag nélkül mért jelre vonatkoztatva. Ennek a követelménynek rezgőkondenzátoros erősítővel sikerült megfelelni, a vibrátoros erősítő nem vált be. A berendezés a négyzetmétersúlynak az előírttól való százalékos eltérését folya-

matosan regisztrálja. A készülék jelenleg üzemi próba alatt van egyik papírgyárunkban.

Az előadás utáni élénk vitában Erő János, Hrabál László, Keszthelyi Lajos, Koch József, Nagy János, Striker György, Szalay Sándor, Szentpéteri Imre, Tárczy-Hornoch Zoltán és Zsdánszky Kálmán vett részt.

Neszemlyi András gyors-neutron spektrométerekről szóló előadása összefoglalóan ismertette mindazokat a problémákat és megoldásokat, melyek a gyors-neutron spektroszkópiának legutóbbi évekbeni külföldi fejlődése, valamint annak meghonosítása közben felmerültek. Ezek a módszerek a magvisszalökéses (rugalmas szóródás) vagy a repülési időt mérő elven alapulnak és gyorsan kiértékelhető eredményt adnak. Részletes ismertetésre került egy, a KFKI Atomfizikai Osztályán épült rácson ionizációs kamra, mely a számára épített differenciáldiszkriminátorral és nagynyomású gáztisztító berendezéssel együtt alkalmas gyors-neutron spektroszkópiára.

Hozzászólók: Berényi Dénes, Bozóky László, Faragó Péter, Kiss János, Medveczky László, Orbán György, Orient Ottó, Simonyi Károly és Striker György.

A szerda délelőtti ülészakot radiográfiával kapcsolatos előadások zárták be. Angeli István „Ólomugárfőj és egyéb eszközök Co<sup>60</sup>-nak durvaszerkezeti vizsgálatra való alkalmazásához” címmel tartott előadást. Bemutatott egy ólomból készült hordozható izotóptartót, melynek segítségével a besugárzás irányát és kúpszögét igen széles határok között egyszerűen és biztonságosan lehet változtatni. A tartóhoz külön applikátor készült erőművek gőzvezetékein levő hegesztési varratok vizsgálatára.

Hering Jenő „Radiográfiához használt izotóptartók szerkesztési elvei” című előadásában a sugárvédelmi előírások rövid ismertetése után azok megvalósításának elvi lehetőségével foglalkozott. Eszerint a sugárvédelem megvalósítható ólomárnyékolással, távolságtartással és a sugárforrás megközelítési idejének korlátozásával. A gyakorlatilag kivitelezett tartók ezen elveket a legkülönbözőbb változatokban alkalmazzák. Ismertette a MÉMI-ben tervezés alatt levő több izotóp egyidejű tárolására alkalmas összetett tartó szerkezetét és elvi működését.

Bäcker István korreferátumában Cs<sup>137</sup>-tel végzett radiográfiás vizsgálatairól számolt be és bemutatta az általa készített, illetve alkalmazott üzemi preparátumtartót.

A radiográfiával foglalkozó előadásokat egyszerre vitatta meg a kollokvium. Az élénk vitában részt vettek az előadókön kívül még: Bozóky László, Dézi Zoltán, Egri Imre, Morvay Ferenc, Striker György, Sztanyik László és Zámori Zoltán.

A második nap délutáni ülészaka Gécs Mária összefoglaló referátumával kezdődött meg. Ismertette azoknak a mikrohullámú módszereknek az elvét, amelyek segítségével meg lehet határozni atommagok mágneses dipól és elektromos kvadrupól nyomatékát. Többek között kitért a klystronnal működő gázspektroszkópok, a superelven működő magnetronos magnymoték mérők és a paramágneses rezonanciát felhasználó berendezések jellemzésére. A módszerek ismertetésénél rámutatott azok teljesítőképességére és alkalmazási területeire. Vázolta a közvetett kísérleti adatokból történő kvadrupólnyomaték meghatározás módját. Végül pedig összefoglalta azokat az eredményeket, amelyeket ezen a területen a KFKI Elektromágneses Hullámok Osztályán értek el azokat a tervek, amelyek a közeljövőben megvalósításra kerülnek.

E témakörhöz kapcsolódott Mercz János „Közepes intenzitású mágneses terek stabilizálása atommagok paramágneses rezonancia abszorpciójával” című előadása is. Az előadó ismertette az osztályukon megvalósított berendezést. Az időbeli stabilizálás elektronikusán elért mértéke  $10^{-3}$ , a protonjeles stabilizálás további  $10^{-2}$  faktort jelent, tehát az elért összstabilitás  $10^{-5}$ . Az így stabilizált mágneses tér stabilitása felülmúlja a más módszerekkel elérhető eredményt.



A közös témakörbe vágó két előadáshoz Faragó Péter, Gémessy Tibor, Kálmán Gábor, Kántor Károly, Orbán György és Simonyi Károly szolt hozzá.

Berkes István ismertette azon mágneses eltérítőt, amelyet Demeter Istvánnal közösen 1 MeV-os szabad-téri Van de Graaff generátorral gyorsított elektronok energiájának mérésére szerkesztett. Az elhajlító 0,8% félértékű szélességű felbontással rendelkezik; hitelesítése Cs<sup>137</sup> és Th B preparátumok belső konverziós vonalaival történt. Segítségével fel lehetett venni a Cs<sup>137</sup> beta-spektrumát. Az eltérítő 0,5% pontosságú energia mérésre alkalmas.

Berényi Dénes, Simonyi Károly és Szalay Sándor tett fel kérdéseket az előadással kapcsolatban.

Koltay Ede a debreceni Kísérleti Fizikai Intézet Van de Graaff-generátorának potenciál-eloszlását tanulmányozta. Elektrolit tankkal végzett modell-kísérletek eredményei szerint — amelyek jó egyezésben vannak az MTA Alkalmazott Matematikai Intézet által speciális esetekre végzett számításokkal — a generátor által elérhető maximális feszültség a szigetelő tartók mentén kialakuló potenciál-eloszlás mesterséges kiegyenlítése révén növelhető. Ennek megvalósítását a generátor konstrukciója lehetővé teszi.

Az előadást élénk vita követte, amelyben Berkes István, Bozóky László, Faragó Péter, Kálmán Gábor, Keszthelyi Lajos, Pásztor Endre, Simonyi Károly, Striker György, Szalay Sándor és Vajda György vett részt.

Április 12-én, csütörtökön a kollokvium 3. napján délelőtt Zámori Zoltán volt az első előadó. „Valvó típusú EIT dekatron csövekkel végzett kísérletekről” című előadásában ismertette a dekatron cső felépítését, működési elvét. Módszert mutatott be a felbontás-növelésére, majd a dekatron csöves összeadó-kivonó- és szorzó-gepek működési mechanizmusát változtatta.

Faragó Péter, Medveczky László és Neszmélyi András fűzött megjegyzéseket az előadottakhoz.

Csongor Éva konstans feszültség előállítására alkalmas korona stabilizátor csövek készítésénél szerzett tapasztalatait ismertette. A megfelelő elektróda méretek kikísérletezése után Pd-on átdiffundáltatott H<sub>2</sub>-gázzal töltötte a csöveket, amelyek 100–150  $\mu$ A-ig terhelhetők, stabilizáló feszültségük a gáznyomással 350 és 2000 V tartományban tetszőleges értékre beállítható; a stabilizálási arány ( $V_{ki} : V_{be}$ ) 1 : 100-nak adódott.

A szép előadáshoz Bozóky László, Faragó Péter, Kálmán Gábor, Koch József, Simonyi Károly, Striker György, Szalay Sándor, Tárczy-Hornoch Zoltán és Zsdánszky Kálmán szolt hozzá.

Ember György „Igen kis áramok mérése rádióvevő csövekkel” címmel tartott előadást. Az 1R5T típusú csövek invert kapcsolása segítségével 50  $\mu$ A/V meredekség és 10<sup>-15</sup> Amp. körüli rászárm érhető el. A cső külön előkezelést nem igényel. 14 csövet vizsgáltak meg, s külön válogatásra nem volt szükség. Az elkészített összeállítást ionizációs kamrák mérőműszerhez használták fel.

Az előadás után Egri Imre, Nagy János, Orbán György, Striker György, Szalay Sándor és Zsdánszky Kálmán intézett kérdéseket az előadóhoz.

Mráz József a magspektroszkópiában használatos koincidencia-berendezések ismertetése után egy konkrét megépített koincidencia-berendezés működéséről, felbontási idejéről és hatásfokáról számolt be. Vázolta a mérési módszert, melynek segítségével a kör felbontási idejét meghatározta. A készülék lassú—gyors koincidencia kör, melynek gyors része a felerősített impulzusokat négyesgöcsíti, differenciálja, majd kristálytriódákkal koincidáltatja.

A problémával kapcsolatban Dudok Pál, Gécs Mária, Kiss Dezső, Máthé György, Simonyi Károly és Striker György szólalt fel.

Tárczy-Hornoch Zoltán, Neszmélyi András és Szabó László „Differenciál-diszkriminátor” című előadását hallottuk ezután. Az előadás ismertette a mágfizikában használatos differenciál-diszkriminátorok sajátosságait és lehetséges felépítését. Ezen belül részletesen beszámolt egy, a KFKI Atomfizikai Osztályán épített egycsatornás

differenciál-diszkriminátorról, az építéssel és üzemeltetéssel szerzett tapasztalatokról. A berendezés főbb adatai: 4·10<sup>5</sup>-szeres impulzus erősítés, 15-szörös kapuerősítés, 100 V-os jelekre vonatkoztatva 200 mV csatornahely és 15 mV csatorna szélesség-bizonytalanság. Ennek megfelelően 250  $\mu$ V-os bemenőjel spektrum még 1 mV-os csatornákra bontható max 4% relatív hibával. A bemenőjelek szélessége 1–100  $\mu$ s lehet.

Koch József és Orient Ottó szolt hozzá az értékes szép előadáshoz.

Hasonló témával foglalkozott Dudok Pál „Egycsatornás impulzus analízátor tervezésénél és kivitelezésénél nyert tapasztalatok” című, a délelőtti ülészakot záró előadása is, mely után Kiss János tett fel néhány kérdést az előadóhoz.

A harmadik nap délutánján először Szalay Sándor, Nagy János és Makranczy Béla „Geiger—Müller csöves sugázmérő berendezés” című előadásában egy, a debreceni Kísérleti Fizikai Intézetben már kb. három évvel ezelőtt elkészült és azóta több példányban megvalósított berendezésről hallottunk. A készülék főleg biológiai nyomjelző vizsgálatokhoz készült, de általános sugármérésre is használható. A szerzők az áramköri megoldásokban az egyszerűsége és üzembiztos működésre törekedtek. A több éves tapasztalat azt mutatta, hogy a berendezés a várakozásnak megfelel.

A problémával kapcsolatban Hrabál László, Liszt Ferenc, Sándor Tamás, Tárczy-Hornoch Zoltán és Zsdánszky Kálmán tett megjegyzéseket, illetve intézett kérdéseket az előadókhoz.

Liszt Ferenc „Hordozható sugázmérő berendezés geofizikai munkálatokhoz” című előadásában röviden ismertette az általa konstruált műszert. Ezen speciálisan geofizikai célra készült impulzus-számlálóval is ellátott berendezés egyaránt használható terepen, hálózattól függetlenül, vagy a villamos hálózathoz csatlakozva. A műszerben integráló kör is van.

Hozzászólók: Bozóky László, Ember György, Hrabál László, Medveczky László, Striker György és Zsdánszky Kálmán.

Orbán György: „Mérőberendezés pajzsmirigyműködés vizsgálatokhoz J<sup>131</sup> izotóppal” címmel pajzsmirigyműködés céljaira Szuk Imrénél közösen megvalósított mérőberendezéseket demonstrált. Egyrészt a magyar ipar által forgalomba hozott KFKI-ban kidolgozott végablakos GM csövet alkalmaztak ólomköpenyben a nyakhoz viszonyított jól definiált geometriában, másrészt speciálisan nyakra alkalmazható félgűrű alakú ionizációs kamrát mutatott be az előadó. Ezen készülékek egyaránt alkalmasak a pajzsmirigy jód-felvételének időbeli vizsgálatához.

A nagy érdeklődést kiváltó előadás utáni diszkusszióban Bozóky László, Kertész László, Keszthelyi Lajos, Nagy János (Bp), Striker György, Szalay Sándor, Sztanyik László és Tóth Lajos vett részt.

A csütörtöki napot Tatán János és Liszt Ferenc „Mélyfűrészek radioaktív lyukszelvényezése” című előadása fejezte be. A szerzők a Magyar Áll. Eötvös Loránd Geofizikai Intézetben kidolgozták a radioaktív mélyfűrészi lyukszelvényező berendezésnek egy olyan változatát, mely bármely típusú karotázs kocsihoz csatlakoztatható. A szonda teljes vezérlése a felszínről történik. Bemutatásra került egy szénfűrés radioaktív szelvénye, melynek alapján megállapítható volt, hogy a geológus mélységminta vétele helyesbítésére szorult. A lyukszelvényező berendezés a hazai szén és ásványvíz előfordulási helyek kutatásában máris komoly sikereket eredményezett.

Az igen értékes szép eredményeket ismertető előadáshoz Erő János, Pásztor Endre, Pesthy László, Striker György, Szalay Sándor és Zámori Zoltán szolt hozzá.

A kollokvium utolsó ülészakát Nagy János „Mérések egy mágneses ionforráson” című előadása nyitotta meg. A szerző elektronoszceillációs, izzókátodós, Finkelstein típusú ionforrást készített és mért ki. A konstrukciónál felhasználta a Sommeria által ajánlott „katódlenecses”



kivonási elvet. A jobb elektromos hatások elérése céljából az említett szerzőktől eltérően a 400–450 gauss erősségű mágneses teret 3 db ticonal gyűrűmágnessel állította elő elektromágnes helyett. Az eddigi konstrukciókhoz viszonyítva eltérést jelent az is, hogy oxikatódot használ tiszta volfrám katód helyett. Ezzel elérte, hogy minimális fűtőteljesítménnyel, 120 V-os anódteléből kivett 6 mA anódárammal a gázkisülés  $H_2$ -ben hosszú ideig stabilan fenntartható. Az alkalmazott 12 kV kivonó feszültségen 0,37 mA ionáram volt elérhető.

Az értékes előadáshoz Cornides István, Kálmán Gábor, Pásztor Endre, Roosz József, Simonyi Károly, Szalay Sándor és Szentpétery Imre fűzött megjegyzéseket.

Cornides István, Roosz József és Siegler Jánosné „Vizsgálatok Li ionforrásokkal” című előadását hallottuk ezután. Termikus ionforrást alkalmaztak Li-ionok előállítására Li Al szilikát felhasználásával. Az előállított ionáram egy nagyságrenddel nagyobb a tömegspektroszkópiában használatosnál. Az ionáram analíziseit mágneses és nagyfrekvenciás tömegspektrométerrel végezték. Vizsgálatok történtek még az osztályukon kifejlesztett nagyfrekvenciás ionforráson is, hogy az alkali ionforrásul használható-e. Ez utóbbinál kisnyomású  $H_2$ -máj Ar-gázban hozták létre a kisülést és toldalékosból melegítéssel párologtatták be a Li-ot. A tömeganalízis szerint mágneses analízis után elhelyezett célelektródán nyert ionáramban 0,1  $\mu A$  Li áram volt kimutatható.

Faragó Péter, Medveczky László, Nagy János, Simonyi Károly és Szalay Sándor szólt hozzá, illetve intézett kérdést az előadókhoz.

Szentpétery Imre „Analitikai Nier-tömegspektrométer” című előadásában bevezetőül az analitikai tömegspektrométerek elvi és gyakorlati felépítéséről adott rövid áttekintést, majd a KFKI Atomfizikai Osztályán megvalósított készüléket ismertette. Külön foglalkozott annak főbb alkatrészeivel és ellenőrzésével, melyet a  $K^{39}$  és  $K^{41}$  tömegarányának meghatározásával végzett el.

Hozzászólók: Berényi Dénes, Cornides István, Faragó Péter, Fényes Tibor, Simonyi Károly, Striker György és Szalay Sándor.

A kollokvium programjába felvett előadásokon kívül még Kiss Dezső ismertette Friedländer Ervin román fizikussal a többszörös GM impulzusokkal kapcsolatos méréseik eredményét. Egyszerű közvetlen módszert dolgoztak ki a GM-eső impulzusok átlag multiplicitásának mérésére. A KFKI-ban használt kozmikus sugárzási és radiológiai mérések céljára készült GM-eső típus több példányánál alkalmazták módszerüket az átlag multiplicitásnak a túlfeszültségtől való függésének megállapítására. Bebizonyosodott, hogy a plató emelkedését az átlag multiplicitásnak a túlfeszültséggel való növekedése okozza.

Az előadáshoz Erő János, Faragó Péter, Herdliczka Gusztáv, Készthelyi Lajos, Lukovics Albert, Orbán György és Orient Ottó szólt hozzá.

Simonyi Károly professzor a kollokvium előadásait bezáró szavaiban hangsúlyozta, hogy a négynapos kollokviumon elhangzott előadások bizonyosságot tettek arról, hogy kísérleti fizikusaink, mérnökeink, sok olyan műszeret alkottak már, ami a hazai atommagkutató és izotóp alkalmazás lehetőségeit széles körben nyitja meg, ha az ismertített műszerek és berendezések gyártását iparunk átveszi. Ezzel nemcsak a belföldi szükséglet volna kielégítő, de műszeriparunk újabb exportlehetőséghez is juthatna. A kollokviumnak tehát kettős eredménye volt: egyrészt nagyban elősegítette a kutatómunkát az atommagfizika terén, másrészt több olyan műszer ismertetését hallottuk, amelyet iparunk gyakorlatilag kiválóan hasznosítani tud.

A kollokvium résztvevői több ízben felkeresték a Debreceni Fizikai Kutató és a Kísérleti Fizikai Intézetet. Az utolsó nap délutánját pedig teljes egészében ezen intézetek megtekintésére és az ott folyó tudományos

munka felőli tájékozódásnak szentelték. Az atommagfizika kísérleti eszközeiről tartott kollokvium az intézet-látogatással fejeződött be.

Az elhangzott előadások és az azokat követő hozzászólások, viták mind azt bizonyítják, hogy szükséges volt a múlt évben tartott két kollokvium mintájára ezen technikai problémával foglalkozó kollokviumot is megrendezni. Az atommagfizika kísérleti eszközeivel foglalkozó kollokvium eredményei alapján is helyesnek bizonyult az Eötvös Loránd Fizikai Társulat azon kezdeményezése, hogy az évenként megtartott vándorgyűlésen kívül a fizikai tudományok egy-egy szűkebb területével foglalkozó kutatókat néhány napos megbeszélésre összehozza.

M. L.

## AZ NDK FIZIKAI TÁRSULATÁNAK ÉVI KÖZGYŰLÉSE

A Német Demokratikus Köztársaság Fizikai Társulata 1956. április 19. és 22. közt tartotta évi közgyűlését Lipcsében, a Karl Marx-egyetem Fizikai Intézetének előadótermeiben. Hazánkat a Társulat részéről Tarján Imre és Marx György képviselték, de akadémiai kiküldetésben részt vettek a közgyűlés munkájában Gyulai Zoltán és Simonyi Károly is. A népes francia küldöttség mellett jelen voltak a Szovjetunió, Csehszlovákia, Lengyelország és Bulgária delegációi, valamint a Nyugat-Németországból érkezett fizikusok is.

Az előadók sorozatát Gustav Hertz, a Társulat elnöke nyitotta meg. Ezután Selbmann, a minisztertanács elnökének helyettese üdvözölte a Német Demokratikus Köztársaság egybegyűlt fizikusait. Beszédében felhívta őket, hogy tudományos eredményeik fokozásával vegyenek részt a világpolitikai hidegháború felváltására hivatott békés versengésben. Ismertette az atomkor megindulásakor az NDK előtt álló nagy, de valójában elérhető távlatokat, amelyhez a II. öt éves tervben belül egy atomerőmű építésének megkezdése is tartozik.

Ezután összefoglaló előadások és rövidebb kutatási beszámolók hangzottak el. Az összefoglaló előadások az információelmélet, rádiócsillagászat, elektronmikroszkópia kérdéseivel foglalkoztak. Különös érdeklődést keltett Szokolov előadása a nagy energiájú gyorsítóberendezésekben mozgó részecskék sugárzásának elméletéről és a fellépő kvantum jelenségekről, valamint Petrukov előadása a termonukleáris reakciókról. A kutatási beszámolók során a német fizikusok anyagstruktúra-problémákkal foglalkozó eredményei keltettek figyelmet. E témakörben az NDK fizikusai mind az elvi kutatások, mind az alkalmazások szempontjából igen magas fokon állanak. A fizika más területeiről elhangzott előadások sem hiányoztak, azok száma azonban relatíve csekély volt. Nagy érdeklődés kísérte a francia fizikusok beszámolóit a Curie-intézetekben folyó magfizikai és magkémiai vizsgálatokról. Kedvező fogadtatásban részesült a magyarok által tartott három előadás is (Gyulai Zoltán: A NaCl–TiCl rekristallizációs foszforok lumineszcenciájáról, Marx György: A relativisztikus dinamika néhány tételének magfizikai alkalmazásairól, Simonyi Károly: Néhány MeV energiájú gyorsítók konstrukciós problémáiról). Összehasonlítva az ülést a mi vándorgyűléseinkkel, megállapíthattuk, hogy témák tekintetében nincs okunk szégyenkezésre, sőt mi élénkebb diszkussziókat szoktunk meg, mint amilyenek Lipcsében kialakultak. A közel száz előadás meghallgatása, személyes eszmecserék és az intézetlátogatások feltétlenül gyümölcsözőek voltak minden delegáció számára. Reméljük, hogy a következő vándorgyűlésünkön mi üdvözölhetjük az NDK Fizikai Társulatának kiküldötzeit.

M. Gy.



**Távoli extragalaktikák vöröseltolódása.** Az általános relativitáselmélet által adott kozmológiai megoldások ismeretes módon akkor kerültek a fizikai és csillagászati érdeklődés előterébe, amikor 1922-ben felfedezték a távoli extragalaktikák fényének vöröseltolódását. Azt találták, hogy az extragalaktikák fénye kevés kivétellel vörös felé van eltolódva, és az eltolódás a távolság növekedésével nő. Legkézenfekvőbb volt a vöröseltolódást Doppler-effektus következményének tekinteni. Ez a gondolat vezetett el a „táguló világegyetem” hipotéziséhez. A később végzett megfigyelések igazolták, hogy a vöröseltolódás ( $\Delta\lambda/\lambda$ , ahol  $\lambda$  a hullámhossz) egyenesen arányos az  $r$  távolsággal.

$$c \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{r}{T}$$

$c$  a fénysebesség. A  $T$  időjellegű állandó,  $T$  értékére az 1930-as években (elsősorban a Mont-Wilsonon levő 2,5 m-es távcsővel végzett megfigyelések szerint)  $T = 1,8 \cdot 10^9$  év adódott. Ha feltételezzük, hogy a vöröseltolódás Doppler-effektus következménye, az  $r$  távolságban levő extragalaktika távolodási sebessége

$$v = \left(\frac{v}{c}\right) c = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} c = \frac{r}{T} c$$

Ebből látható, hogy  $T$  a hipotetikus távolodás kezdete óta eltelt idő hozzávetőleges mérőszámául tekinthető. A fenti érték azonban igen kicsiny a Föld legrégibb szikláinak  $T$  fent megadott értékénél kétszerte öregebbek. Ez valószínűtlenül tette a vöröseltolódás Doppler-effektusként való értelmezését. Újabb fejlődést a megfigyelések terén a palomárhegyi 5 m átmérőjű távcső felállítása jelentett. A távcsővel látható legtávolabbi extragalaktika távolsága egymilliárd fényév körül van. A részletes megfigyelések bebizonyították a Tejútrendszeren kívül korábban végzett távolságmérések szisztematikus hibáját, ami a távolságadatok revízióját tette szükségessé. Ennek eredményeképpen a vöröseltolódás képletében szereplő  $T$  értéke  $4,5 - 10^9$  évnak adódott, ami a régebinél jóval nagyobb érték, tehát az adott távolságnak megfelelő vöröseltolódás jóval gyengébb mértékű mint gondolták. A táguló világegyetem hipotézise ez esetben a geológiai megfigyelésekkel már nem áll ellentétben. (A legtávolabbi észlelt extragalaktika sebességére  $e$  szerint a fénysebesség 25%-a adódik.) Igen figyelemre méltó azonban, hogy a  $\Delta\lambda/\lambda$  vöröseltolódás és az  $r$  távolság arányossága nagyon pontosan érvényes. Márpedig, ha a vöröseltolódást Doppler-effektusnak minősítjük és a távolodási sebességet állandónak vennénk, akkor a fényintenzitásokat és így a távolságokat a távolodás miatt korrigálni kellene, ami a látszó vöröseltolódás és látszó távolság nemlineáris összefüggésére vezetne. A látszólagos adatok megfigyelt egyenes arányosságának gyorsulós távolság felel meg, ami a tágulás kezdete óta eltelt időt módosítja. Az a körülmény, hogy a vöröseltolódás, tehát a fénykvantumok relatív energiacsökkenése a befutott úttal arányos, felveti annak lehetőségét, hogy a frekvenciacsökkenés nem Doppler-effektusnak, hanem a fény útja során elszenvedett energiavesztésnek minősíthető. Problematikus, hogy milyen jelenség okozhat olyan

energiavesztést, mely a foton irányát nem módosítja, Egyszerűen közönséges anyagi részecskével való kölcsönhatás nem adhat kielégítő magyarázatot azért sem mert a különböző irányokból, különböző interstelláris anyagsűrűséget tartalmazó térrészekben áthaladt fénysugár azonos mértékű vöröseltolódást mutat. (E. Hubble, Monthly Notices 113.658.1953, H. Kienli, Phys. Blätter 12.55.1956.)

M. Gy.

**Köríves karcolatú konkáv rácsok.** A Rowland által készített konkáv rács a spektroszkópiában igen sokat használt műszer. Rendkívül sok jó tulajdonsága mellett van egy hibája is, nevezetesen az asztigmatizmusa. Ez sem vehető hibának addig, amíg a ráccsal készített spektrumot csupán hullámhossz-meghatározásra akarjuk használni. A spektroszkópia fejlődésével azonban nagyon sokrétűvé váltak a feladatok, ezek kapcsán pedig sokszor szükségessé vált a kapott spektrumvonalak intenzitásvizsgálatainak ismerete is. Az intenzitásviznyokról hű képet kapni csak szigmatikus leképzéssel nyert vonalakból lehet. A konkáv rácsok asztigmatizmusának kiküszöbölése különböző kisegítő berendezésekkel (mint pl. hengerlencse, gömbtükör) történik, amelyek alkalmazása azonban a rács egyik legjellegzetesebb jó tulajdonságának, nevezetesen az önfokuszáló képességének feladását jelenti. Ezen felül az ilyen elrendezésekkel sem kapunk hű képet az intenzitásról, különösen az ultrahibolya tartományban nem, a közbeiktatott optikáknak a távoli ultraibolyára vonatkozó csekély áteresztőképessége és visszaverőképessége miatt. Eppen ezért kíváncsának látszik magán a konkáv rácsra végrehajtani valamiféle változtatást, ami megszünteti az asztigmatizmust és mégis megtartja a rács fókuszáló jellegét.

Yoshimi Sakayanagi japán kutató olyan megoldást javasol, amely megtartja a konkáv rács szokásos alakját, de rácskarcolatai olyan körívek, amelyek vagy egymással egyenlők, vagy koncentrikusak. Ezek a barázdák a konkáv rácsnak egy gömbsorozattal való metszésvonalaként képzelhetők el. A középső görbült karcslathoz tartozó gömb középpontja, ill. a koncentrikus gömbök középpontja a Rowland kör síkjában a rácsfelületnek ebbe a síkba eső érintőjén van, görbületük pedig a Rowland kör átmérőjéhez hasonló értékű. A konkáv rács gömbjének és a rács középpontján átmenő görbült karcolathoz tartozó gömbnek a metszése egy kört ad. Ez a kör nem más mint maga a hajlított karcolat. Ennek a körnek a középpontja a Rowland körön van. Az ide állított résből jövő sugarak ugyanebben a pontban, valamint a Rowland kör és rács normális metszéspontjában szigmatikus képet adnak. Van a Rowland körnek egy elég nagy szakasza, amelyben az asztigmatizmus nagyon kicsi. Ezen a szakaszon túl azonban nemcsak a vonalak hossza nő meg, hanem szélességük is, ezt a szélesedést a felbontóképesség csökkenése kíséri. Így ezt a rácsot csak bizonyos montirozással lehet használni, nem alkalmazható pl. a Paschen-féle montirozásnál. A szerző dolgozatában részletesen kidolgozta az ilyen különleges karcolatú rácsok elméletét. (Sci. of Light 3, 1, (1955)

D. J.

## KÖNYVSZEMLE

### AZ ACTA PHYSICA ÚJ SZÁMAI

#### V. kötet 2. füzet

Az első dolgozatot Jánossy Lajos és Náray Zsolt írták „Dekádikus fénycsökkenők” címmel. Ez a dolgozat a Magyar Fizikai Folyóiratban is megjelent és már ismertettük.

Román Pál „Megmaradási tételek és a kvantummechanikai operátorok” c. dolgozatában egy egységes

származtatási eljárást ad a dinamikai mennyiségek operátoraira. Az eljárás egyaránt alkalmas mind a pontkvantummechanikai, mind a térkvantumelmélet esetére. A hatásintegrál, mint ismeretes, invariáns skalár. Ennél fogva, ha valamilyen infinitézimális koordinátatranszformációt hajtunk végre, a hatásintegrálnak változatlanul kell maradnia. A transzformáció természetesen alakváltozásokat idéz elő, ezeknek azonban el kell tűnniük. Ezek mindig valamilyen fizikai mennyiség megmaradását



fejezik ki. A transzformáció speciális alakjától függően nyerjük rendre az impulzus, energia, impulzusmomentum stb. megmaradását kifejező egyenleteket. A szerző ezek alapulvételével definiálja az egyes fizikai mennyiségek operátorait a transzformáció és a Lagrange-függvény speciális választásával. Az eljárás magasabbrendű Lagrange-függvény esetén is alkalmazható.

Náray Zolt „Sötétáramcsökkentés fotomultiplierekben” c. dolgozatát már ismertettük.

Náray Zolt következő dolgozata millimikroszekundum időtartamú pozitív és negatív impulzusok előállítására szolgáló impulzusegenerátor építését ismerteti. Az impulzusegenerátor tiratroncsövekkel dolgozik. A berendezéssel 0,25–1,5 sec időtartamú 250 V-os és 6 millimikroszekundum időtartamú 80 V-os amplitúdójú jeleket lehet előállítani.

A magerők ismerete hiányában az atommag tulajdonságainak, energiaviszonyoknak stb. tárgyalásánál különböző „magmodellekkel” dolgoznak a fizikusok. Ezek között egyik legismertebb modell a mag cseppmodellje. (Mint ismeretes, nagyon szorosan magyarázható vele a maghasadás jelensége.) Ebben a modellben a mag energiájának egy része felületi energia formájában jelenik meg. Ez szoros összefüggésben van a mag felületi feszültségével. Marx György és Szamosi Géza közös dolgozatukban azt a kérdést vetik fel: hogyan függ a mag felületi feszültsége a gerjesztési energiától. Az Eötvös-féle törvény Born-tól és Courant-tól származó statisztikus mechanikai levezetésének mintájára sikerült a szerzőknek megállapítani, hogy az atommag felületi feszültsége hogyan függ a gerjesztési energiától. Eredményeik szerint a felületi feszültség jelentősen csökken a gerjesztési energia megnövekedésével. (100 MeV-os gerjesztésnél kb. a felére csökken.)

Kristályrácsokon történő röntgen-sugár elhajlások tanulmányozásának egyik módja a Debye–Scherrer-féle módszer. Ennél az eljárásnál kristályport használnak. A Debye–Scherrer-féle vonalak szélessége a kristályok dimenziójával áll szoros kapcsolatban. E kristálydimenziók meghatározására Laue, majd Brill és Pelzer vezettek korábban számításokat. Schay Géza és Szabó P. közös dolgozatukban az utóbbi két szerző munkájához kapcsolódva a módszer hibaforrására vonatkozóan végeztek számításokat.

Ismeretes, hogy az általános relativitáselmélet a bolygók perihélium mozgásának, a fényelhajlásnak és a spektrumvonalak vörös-eltolódásának a tapasztalattal jól egyező magyarázatát adja. Különösen fényes az egyezés a bolygók mozgását illetően, míg az utóbbi két effektusnál néhány százalékos eltérés mutatkozik az elméletből és a kísérletből adódó értékek között. Az elsőnél tisztán gravitációs effektusról van szó; a másik kettőnél emellett elektromágneses jelenségek is szerepelnek. Tekintettel arra, hogy a tapasztalattal való egyezés az első esetben nagyon jó, általánosan elfogadott az a nézet, hogy az általános relativitáselmélet a gravitációt helyesen írja le. A másik két jelenségnél azért nem ilyen jó az egyezés, mert az elektromos effektusok tekintetbevétele nem egészen úgy történik, ahogy az a valóságnak megfelel. Jánossy Lajos dolgozatában e három effektussal foglalkozik. Arra a kérdésre keres feleletet, hogy miként lehet ezeket a jelenségeket az általános relativitáselmélet nélkül ad hoc feltevésével értelmezni. Pontosabban: milyen perturbációk figyelembevételével lehet pl. a bolygók perihélium-mozgását megmagyarázni a Newton-elmélet keretei között? Azon feltevésével, hogy a tömeg adott módon függ a sebességtől, a perihélium mozgását sikerül az általános relativitáselmélettel egyező módon magyarázni, de a bolygók pályája nem egészen olyanok adódik. Ha ezt is helyesen akarnánk magyarázni, akkor kissé természetellenes feltevéseket kellene tennünk, pl. a tömeg a sebességen kívül a gyorsulástól is függne stb. A másik két effektust is sikerül ad hoc felvételek alapján az általános relativitáselmélet nélkül értelmezni.

Fényes Imre dolgozatában a kvantummechanikai WKB-közelítő módszerrel kapcsolatos vizsgálatainak újabb eredményeiről számol be. Fényes egy korábbi munkájában megmutatta, hogy a WKB-módszernél használatos sorfejtés nem létezik. Ugyanakkor egy más

sorfejtés lehetőségére mutatott rá. Az így nyert eljárás azonban konkrét alkalmazásoknál gyakorlati nehézségekbe ütközik. A szerző most Flügge és Marschall munkájához kapcsolódva egy WKB-típusú közelítő eljárást ismertet, mely gyakorlati alkalmazásoknál rendkívül egyszerű. A módszer alkalmas gerjesztett állapotok saját-függvényeinek egyszerű, közelítő meghatározására.

Ezt követően Fényes Imrénél egy másik dolgozata olvasható. A statisztikus atommodellben jelentős szerepet játszik a kinetikus energia Weizsaecker-féle korrekciója. Ez a korrekció azonban túl nagyra bizonyult. Amint azt Gombás vizsgálatai megmutatták, ennek az a magyarázata, hogy a kinetikus energia korrigált kifejezésében a Fermi-féle nullponti energiának egy része kétszer szerepel. Ennek korrigálásához a Fermi-féle nullponti energia radiális és azimutális részének ismerete szükséges. Fényes megmutatja, hogy a radiális és azimutális rész viszonya minden feltevés nélkül kiszámítható, és erre 1:2 arány adódik, amint arra Gombás egyik munkájában már rámutatott.

S. L. Malurkar (Bombay, India) dolgozatában analízálja a Huancayóban mért kozmikus sugárzás napi teljes intenzitásában bekövetkezett változások és a Föld mágneses terében bekövetkezett változások közti összefüggést. A mágneses viharok esetére felvett adatok határozott összefüggést mutatnak. Más obszervatóriumok adatainak feldolgozása határozottabb kijelentésekre adhat lehetőséget.

Gombás Pál és Szépfalussy P. közös dolgozatukban a Slater-féle félempirikus atomsajátfüggvények elméleti levezetésével foglalkoznak. Adott kvantumállapotbeli elektron sajátfüggvényének az energetikailag mélyebb állapotok sajátfüggvényeire ortogonálisnak kell lennie. Olyan állapotokra, melyekhez tartozó mellék- és mágneses kvantumszámok különbözők, a sajátfüggvény szögtől függő részeinek ortogonalitása miatt ez a követelmény automatikusan teljesül. Az azonos mellék- és mágneses kvantumszámú állapotok esetén a sajátfüggvények radiális részének kell ortogonálisnak lenni. A radiális sajátfüggvény differenciálegyenletének megoldásánál erre az ortogonalitási feltételre is tekintettel kell tehát lenni. Magasabb gerjesztett állapotokra az egyenlet megoldása közelítő eljárással adható meg. Az egyik ún. félempirikus eljárás Slater-től származik. Gombás egy korábbi munkájában megmutatta, miként lehet az általa bevezetett ún. modifikált potenciál alapján a Slater-féle félempirikus sajátfüggvényeket megalapozni. Jelen közleményükben megmutatják a szerzők, hogy ez az eljárás egyszerűsíthető és nagyon egyszerű úton levezethető a Slater-féle félempirikus sajátfüggvények.

A „Könyvszemle” rovatban Marx György ismerteti Wolfgang Yourgrau, Stanley, Mandelstam: Variational Principles in Dynamics and Quantum Theory c. könyvét.

### V. kötet 3. füzet

Az első dolgozatot Keszthelyi Lajos írta, amelyben NaJ, KBr, KCl, NaCl és naftalin kristályban a  $\text{Co}^{60}$  sugárzása abszorpciójának méréséről számol be. A mért abszorpcióból meghatározta a J, Br, K, Cl és Na elemekre vonatkozó atomi sugárgyengülési együtthatót. A mért és számított értékek a kísérleti hibán belül megegyeztek.

Kiss Dezső  $\mu$ -mezonok közepes élettartamának méréséről címmel közöl dolgozatot. A mérést késleltetett koincidencia módszerrel végezte, és sok gondot fordított az újszerű készülékek hitelesítésére, ellenőrzésére. Méréseinek eredménye: a  $\mu$ -mezonok közepes élettartama a vasabszorbenzben  $2,14 \pm 0,21$  sec, ami jól egyezik más laboratóriumokban elért eredményekkel.

Bodó Zsolt és Hangos István dolgozatának címe: Poranyagok optikája. Előző munkáikban a végtelen vastagnak feltételezett por alakú anyagokra a fényreflexiót mint a fényabszorpció koefficiensére és a részecskenagyság függvényét mérték, továbbá megvizsgálták azt a kérdést, hogy milyen törvények szerint fedik be az üledő szemcsék a tartó lemezt. Jelen dolgozatukban kiszámították, hogyan változik meghatározott vastagságú fluoreszkáló por által emittált fény a rétegvastagsággal. A számítások során figyelembe vették a gerjesztő



fény abszorpcióját és a valódi rétegvastagságot. A kísérleti adatok nagyon jól megegyeztek az elméletileg számított görbével.

**Ketskémthy István és Szalay László:** A lumineszcencia polarizációja és az abszorpció és emissziós átmenetek jellege c. dolgozatokban Vavilov módszerét — amely az emissziós és adszorpció folyamatok átmenetének jellegét polarizációs mérések segítségével határozza meg — általánosították, a polarizációs diagramokra új formulát vezettek le. Mérésekkel mutatták ki az új formula használhatóságát, meghatározva egyes lumineszkáló anyagok polarizációs diagramját.

**Gombás Pál és Ladányi Károly** közös dolgozatukban olyan statisztikus atommodellrel dolgoznak ki, melyben az elektronok a főkvantumszámok szerint vannak csoportosítva. A modellben az elektronokra vonatkozó ortogonalitási feltételt a Gombás által bevezetett modifikált potenciál segítségével veszik tekintetbe. A szerzők által nyert elektronsűrűségeloszlás nagyon hasonlít a kvantummechanikai „self-consistent field” — sűrűségeloszláshoz: az elektronhéjak helyein jellegzetes maximumot mutat. A módszert Ne, Ar, Kr és X atomokra, valamint  $Rb^+$ -ionra alkalmazzák a szerzők. Eredményeik jól egyeznek a „self-consistent field” módszer eredményeivel.

Gombás és munkatársai által írt dolgozatok ismertetésénél utaltunk arra, hogy az elektronok hullámfüggvényeinek ortogonalitási feltételét az ún. modifikált potenciál segítségével lehet tekintetbe venni. **Szépfalussy P.** dolgozatában megmutatja, hogy a valencia elektronok hullámfüggvényeinek az atomtörzs elektronok hullámfüggvényeire való ortogonalizálása egy lineáris operátorral helyettesíthető, amelynek félklasszikus analogonja a statisztikus elméletből leszármaztatott ún. modifikált potenciál. Ilyen módon a potenciál kvantumelméleti értelmezését adja a szerző.

A következő dolgozatban **Gombás Pál és Kunvári Olga** meghatározzák a statisztikus atomelmélet alapján, hogy az abszolút nullaponton a Ne, Ar, Kr és X nemesgáz atomok térfogata milyen összefüggésben áll a nyomással.

A „Rövid Közlemények” rovat három elméleti fizikai tárgyú dolgozatot tartalmaz. Az elsőben **T. Tietz** lengyel fizikus a Schrödinger-egyenlet sajátértékeinek meghatározásával foglalkozik.

Ezt követően **Lentei Ilona** dolgozata olvasható, melyben Fényes Imre korábban ismertetett, a WKB-módszerrel foglalkozó dolgozatához kapcsolódva a lineáris oszcillátor H-atom Schrödinger-egyenletének sajátfüggvényeivel foglalkozik.

**Neugebauer Tibor** egyik dolgozatában a spektrumvonalak vörös eltolódásának értelmezésénél rámutat arra a lehetőségre, hogy az effektust a fény szóródása eredményezi. Itt konkrétan a fénynek a neutrínón való szóródására történik utalás. Annak eldöntésére, hogy milyen valószínű a fénynek neutrínón való szóródása, **Marx György** kiszámítja a foton-neutrínó szórás hatáskeresztmetszetét. Eredményül  $10^{-60}$  cm<sup>2</sup> adódik.

#### V. kötet, 4. füzet

Az első dolgozatot **Ladányi Károly** írta: a nemesfémek elméletéről. A Gombás által kidolgozott statisztikus félmélet alapján meghatározza a Cu, Ag és Au fémek rácsenergiáját. Az elméletileg nyert eredmények elég jól egyeznek a tapasztalattal.

A következő dolgozatot egy fiatal lengyel fizikus, **J. Sawicki** írta. A skalár mezontérben mozgó nukleon által keltett ún. sajátterének a nukleonra való visszahatását tanulmányozza a szerző egy speciális mozgás, az egyenletes körmozgás esetén.

**Erő János** egy nagyfrekvenciás ionforrás ionsugarának energiaspektrumáról közöl dolgozatot. Elméleti megfontolások alapján kimutatja, hogy a nagyfrekvenciás tér miatt az ionforrásból kilépő ionok átlagenergiája a nagyfrekvenciás feszültség csúcsértékével nagyobb lesz, mint a katód és anód közé kapcsolt „kihúzó” egyenfeszültség, továbbá, hogy 3–4000 V-nál nagyobb kihúzófeszültségnél az ionok energiaszórását is megnöveli a nagyfrekvenciás tér. Az elmélet kísérleti igazolásához épített egy energiaanalizáló berendezést. A mérések

közben nagyobb ionáramoknál a várt energiaszórásnál nagyobb energiaszórást kapott, amelyet az okozott, hogy a gázkihúzókat a katódra történő átütések miatt a kihúzó egyenfeszültség ingadozott. Ezek az átütések a katódfelület megtisztítása után is csak rövid időre tűntek el, ezért a szerző a katód alakját úgy módosította, hogy az átütések nem jöhettek létre. Az új katódelrendezés mellett végzett kísérletei teljes egészében igazolták az energiaspektrum-elmélet alapján várt sajátosságait.

**Mátrai Tibor:** Az inercia-rendszer kinematikai értelmezéséről c. dolgozatában az inercia-rendszerekkel, a helyi órák szinkronizálásával s az ezekkel összefüggő elvi kérdésekkel foglalkozik egészen új szempontok alapján. Az inercia-rendszer szokásos dinamikai definíciója helyett egy szintén kinematikai definíciót sikerül találni. Az új definícióból a Lorentz-transzformáció is egyszerűen levezethető.

**Gyulai Zoltán** dolgozatában újabb adalékokat szolgáltat a kristályok fizikájához. A fixíró kristályok növekedéséről mikroszkópon át filmet készített. A növekedés úgy történik, hogy csak részben elrendeződött nagyobb rétegek ugrásszerűen rendeződnek át a szabályos kristálynak megfelelő alakba. Megfigyelte, hogy meghajlított tükristályok a hőmérséklet növelésekor kiegyenesednek. A meghajlított kristályok a hajlítás helyén gyorsabban oldódnak. Fixíró és alkohol találkozásakor mikroszkóp alatt élénk forgómozgás figyelhető meg. NaCl-ot TiCl<sub>3</sub>-dal keverve és nagy nyomáson préselve foszforeszkáló kristályok keletkeztek, ami azt bizonyítja, hogy a rekrisztallizációnál az aktivátor beépült a kristályba. Nagyon érdekes jelenség volt továbbá az, hogy a nyomás alatt rekrisztallizálódó anyag bizonyos magas hőmérsékleten előállítva elszíneződött, a kristályba elektronok léptek be, F-centrumokat hoztak létre.

**F. Grillot (Páris)** dolgozatában az infravörös lumineszcenciával foglalkozik. Laeskarev és munkatársai vizsgálták először behatóan az infravörös lumineszcenciát Cu<sub>2</sub>O kristályokon. Ezen az anyagon sikerült először kísérletileg is kimutatni az excitonok (egy pozitív lyuk és elektron hidrogénszerű kapcsolata) létezését. A szerző a kadmiumsulfid infravörös lumineszcenciáját vizsgálta részint ezüst, részint réz aktivátor esetén.

Korábban már beszámoltunk Marx és Szamosi nukleonok skalár mezontérbeli mozgásával foglalkozó dolgozatáról. Ezen vizsgálatok eredményeként adódott, hogy a skaláris mezontér vonzó potenciálja egy bizonyos távolságon belül taszítóvá vált. **Szamosi Géza** e vizsgálatok folytatásaként általános erőhatás mellett vizsgálja a relativisztikus mozgást. Vizsgálataiból arra következtet, hogy egész általános feltételeknek eleget tevő vonzó erő bizonyos kis távolságon belül relativisztikus okokból taszítóvá válik.

**Cornides István:** A rádiófrekvenciás tömegspektrométer, mint az optikai rács analogonja c. dolgozatában kimutatja, hogy a Bennett-típusú, mágnes nélküli rádiófrekvenciás tömegspektrométer az optikai ráccsal analóg. Ezzel a felismeréssel a tömegspektrométerek és optikai hullámhosszmérő berendezések közti analógiát teljessé tette. Az analógia gyümölcsözőnek bizonyult, mert segítségével az eredeti egyrácú tömegspektrométer helyett többrácú tömegspektrométert lehet szerkeszteni oly módon, hogy annak felbontóképesége sokkal jobb lesz, mint az eredeti eszköz felbontóképesége. Redhead és Bennett is próbálkozott a többrácú tömegspektrométerrel, de a rácsok egymástól való távolságát nem a helyes elvek szerint állították be, ezért a készülék felbontóképesége lényegesen rosszabb volt, mint a szerzőé.

Ezt követően **Gombás Pálnak** három dolgozata olvasható. Az első dolgozatban a kinetikus energia korrekcióval korrigált statisztikus alapegyenletét Ne, Ar, Kr és X nemesgázatomokra megoldja és ebből az elektronok sűrűségeloszlását meghatározza a szerző. Az így nyert sűrűségeloszlás a mag helyén állandó, a magtól nagy távolságban pedig exponenciálisan esik le. Ilyen módon sokkal jobb eredményt ad, mint az eredet, Thomas—Fermi és a Thomas—Fermi—Dirac-féle eloszlások.



A második dolgozatban *Gombás Pál* az elektronok főkvantumszám szerinti csoportosításával foglalkozik a statisztikus atomelmélet alapján. A Pauli-féle elvet egy új taszító potenciállal helyettesíti, mely egyszerű kapcsolatban áll a Slater által bevezetett potenciállal. Ennek segítségével az impulzustér felosztása tovább finomítható, azon tapasztalati tényeknek megfelelően, hogy a kisebb mellékvantumszámú elektronállapotok előbb betelnek, mint a nagyobb mellékvantumszámúak.

A harmadik dolgozatban *Gombás* magfizikai problémával foglalkozik. Megmutatja, hogy a statisztikus módszer alapján nehéz magoknak egy nukleonnal való kölcsönhatása egy potenciállal írható le.

Ezt követően *Kisdi Dávid* dolgozata található. Kisdi a *Gombás* előbbi dolgozatában bevezetett potenciál alapján a  $^{209}_{82}\text{Pb}$  mag utolsó neutronjának, valamint a  $^{209}_{83}\text{Bi}$  mag utolsó protonjának a kötési energiáját határozza meg. Megadja további termikus neutronok  $^{208}_{82}\text{Pb}$  magon való szórási hatáskeresztmetszetét és a  $^{208}_{82}\text{Pb}$  mag  $\beta$  bomlásának felezési idejét.

A Rövid Közlemények" rovatban *Hedvig Péter* és *Nagy Árpád* számolnak be különböző anyagokon észlelt paramágneses Faraday-effektus rezonanciáról. A méréseket 3,37 cm hosszúságú mikrohullámokkal végezték.

*Tarján Imre* és *Turchányi György* talliummal aktivált NaJ egykristályok olvadékból való növelése közben szerzett tapasztalataikról számolnak be.

*Ziegler Mária* „Atommagok hőkitágulási együtthatója" c. dolgozata a Magyar Fizikai Folyóirat IV/1 számában már megjelent és annak ismertetésénél beszámolunk róla.

## A MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT ÚJ SZÁMA

### IV. kötet, 1. füzet

*Bardócz Árpád*: Újrendszerű mechanikus vezérlésű nagyfeszültségű spektroszkópiai szikrafényforrás c. dolgozata, valamint *Boros János* és *Császár Sándor*: A NaCl és KBr pasztillák elektromos vezetése c. dolgozata az Acta Physica-ban már megjelent és már ismertettük lapunkban.

*Ziegler Mária* dolgozatában az atommagok hőkitágulási együtthatójának kiszámításával foglalkozik. A statisztikus mechanika szerint több részecskéből álló rendszer hőmérsékletét a részecskék átlagos kinetikus energiájával arányosnak tekintjük. Ennek megfelelően beszélhetünk atommagok hőmérsékletéről is. Ha az atommagot gerjesztjük (energiát közlünk vele), a fenti terminológiával élve emelkedik a hőmérséklete. A hőmérséklet emelkedése a mag térfogatának tágulását vonja maga után. *Ziegler Mária* az atommag hőkitágulási együtthatóját határozza meg azzal a feltevéssel, hogy a magot erősen elfajult Fermi-féle gáznak tekintik. A számítás első részében nem feltételez a nukleonok között semmi kölcsönhatást, majd pedig a Majorana-féle kölcsönhatást veszi figyelembe. Ezek alapján kiadódott többek között az is, hogy a magsugár 1%-os növekedése kb. 100 MeV gerjesztési energiánál következik be.

*Náray Zsolt*: Impulzusgenerátor millimikrosekundum időtartamú pozitív és negatív előjelű impulzusok előállítására c. dolgozata az Acta Physica-ban már megjelent és már ismertettük lapunkban.

Ezt követően *Fodor György*: Az elektromágneses térjellemzők és alapegyenletek értelmezéséről című dolgozata olvasható. Ebben a dolgozatban a szerző arra vonatkozó álláspontját ismerteti, hogy az elektromágneses teret mely fizikai értelemmel bíró mennyiségek írják le, továbbá, hogy mely mennyiségek tekintendők leszámaztatott vagy segédmennyiségeknek.

*Tarnóczy Tamás*: Az ultrahang diffúzió-növelő hatásának magyarázatához c. dolgozatában *Tamás Gyulával* közösen végzett méréseinek (I. Fizikai Szemle) kiértékelésével foglalkozik. Megállapítja, hogy a hő- és kavaró hatáson kívül speciálisan az ultrahangnak tulajdonítható effektusok is növelik a diffúziót. Ezek a hatások a következők: az ultrahang több atmoszférára tehető váltakozó nyomáskülönbséget hoz létre az áteresztő hártya két

oldalán, kb. 0,7 W/cm<sup>2</sup> intenzitáson túl kavitációt okoz a folyadékban.

A két hatás együttvéve kb. 29%-át és az ultrahang-sugárnyomás, a harmadik speciális hatás 14,5%-át adja a diffúzió növekedésnek. Mérésekkel elsőként igazolták az ultrahang speciális diffúzió-növelő hatását. A „Laboratóriumból” rovatban *Kerényi Ervin* ír le egy egyszerűen elkészíthető üvegszigetelésű fűtőtestet. A fűtőszálat szigetelés után azbeszt- vagy üvegszövetbe burkoljuk, amelyet a melegítendő edényre zsákszerűen ráhúzzunk. Az egész fűtőtest ily módon teljesen zárt, jó hőszigetelésű, hőenergiát takarít meg és nem tűzveszélyes.

A „Folyó Irodalomból” rovatban *Gergely György* összefoglaló közleményét olvashatjuk egy régi kelteű problémáról: a diffúz porszerű anyagok abszorpciós tényezőjének meghatározásáról. Az abszorpciós tényezőt porok esetében egyelőre csak becsülni lehet. Az ilyen jellegű problémákkal újabban *Bodó Zsolt* és számos szovjet fizikus (*Antonov—Romanovszkij*, *Girin* és *Sztyepanov* stb.) foglalkoztak. Elméleti megfontolások alapján a diffúz reflexió mérésével becsülték meg az abszorpció koefficiensét. A szerző a különböző eljárásokat bírálva megjegyzi, hogy a pontos mérés lehetősége valószínűleg *Brumberg* és *Pekerman* által kezdeményezett mikroszkópos mérés továbbfejlesztése útján várható.

„A klasszikus irodalomból” rovatban *H. A. Lorentz* A relativitás elve és annak alkalmazásai egyes fizikai jelenségekre c. dolgozatának fordítását találhatók.

### IV. kötet, 2. füzet

Az általános relativitáselmélet szerint a térben jelenlévő anyag (beleértve az energiát) határozza meg a tér geometriai szerkezetét. Anyag közelében a tér szerkezete nem euklidesi, hanem a Riemann-féle geometriának megfelelő. A tömegek ebben a görbült térben geodetikus mozgást végeznek, vagyis a legrövidebb pályán mozognak. Az általános relativitáselmélet szerint tehát a gravitációs térbeli mozgás tulajdonképpen erőmentes tehetetlenségi mozgás a Riemann-féle térben. Az általános relativitáselmélet mintájára számos elméleti vizsgálat tűzte ki célul egy olyan térelmélet megalkotását, mely a gravitáción kívül az elektromágneses és mezonterek is geometriai alapon értelmezni. *Horváth János*: Egy új elv az affin térelmélethez c. dolgozatában az affin geometriára alapított térelméletek közötti kapcsolattal foglalkozik. Megmutatja, hogy azok a térelméletek, melyek affin összefüggési együtthatói egymástól csak egy pályatartó leképezésben különböznek, fizikai szempontból azonosak.

*Ketskémthy István* és *Szalay László*: Polarizációs vizsgálatok lumineszkáló oldatoknál az abszorpciós és emissziós átmenetek jellegének eldöntésére c. dolgozata az Acta Physica-ban már megjelent és már ismertettük.

*Szolcsányi Pál* dolgozatának címe: Raman fényforrások elmélete. Jelen számban az első rész jelent meg: A küvetát megvilágító berendezés hatásossági tényezője címmel. A megvilágító berendezésekre vonatkozó számítások alapján kiderült, hogy a megvilágító berendezések teljesítőképességének határát még nem érték el, új konstrukciók lényeges javulást hozhatnak. A szerző eredményei alapján épített egy könnyen kezelhető berendezést folyadékok vizsgálatára.

*Fenyves Ervin*: Önkioltó GM csövek megszólalási valószínűsége kozmikus sugárzási részecskékre c. dolgozata az Acta Physica-ban már megjelent és már ismertettük.

A „Laboratóriumból” rovatban *Bardócz Árpád* és *Klatsmányi Árpád* dolgozatát olvashatjuk: Egy Wilson-féle ködkamra megvilágító berendezés címmel. A Wilson-kamrák megvilágításához két ún. villanó lámpát kell adott pillanatban begyújtani. A begyújtás az eddigi rendszereknek nagyon bizonytalan volt, a szerzők olyan kapcsolást dolgoztak ki, amely egyszerűségénél és biztonságos gyújtásánál fogva felülmúlja az eddigi berendezéseket.

Gyűrű-módszer a felületi feszültség mérésére címmel *Bukovszky Ferenc* közöl dolgozatot. A folyadékból egy fémgyűrűt kiemelő erőt megmérve a felületi feszültséget megmérhetjük. A szerző a módszerrel szemben fellépő



követelményeket végigvizsgálva és a mérési eljárást ügyes ötlettel megváltoztatva, a régi hasonló gyűrűvel végzett mérések pontatlanságát kiküszöbölte és üzemi vizsgálatokra alkalmassá tette.

A „Folyó Irodalomból” rovatban *Ja. B. Zeldovich—S. Ju. Lukjánov—Ja. A. Szmorogyinszkij*: A neutrínó tulajdonságai és a kettős  $\beta$ -bomlás című, az Uszpechi Fiziceszki Nauk-ban megjelent dolgozat fordítása olvasható. A dolgozat a problémakörhöz tartozó elméleti és kísérleti vizsgálatokat ismerteti. A fordításhoz *Györgyi Géza* írt függelék: Részecske és antirészecske leírása a Dirac-elméletben címmel.

A Klasszikus Irodalomból rovatban *Albert Einstein* híres dolgozatának fordítása található: Függ-e egy test tehetetlensége az energia-tartalmától.

N. K. és K. L.

## EVE CURIE: MADAME CURIE

(Művelt Nép, 1955.)

„Madame Curie élete olyan gazdag nagy tettekben, hogy az ember szeretné úgy mesélni, mint valami legendát” — kezdi a szerző, Madame Curie leánya a könyvet. „Asszony, aki egy elnyomott nemzet gyermeke, szegény és szép. Hibáztam volna, ha erre a mítoszhoz hasonló történetre a legkisebb dísz is ráakasztottam volna. Nem mesélek el egyetlen történetet sem, melynek valóságáról ne lennék meggyőződve. Egyetlen lényeges mondatot nem torzítottam el, egyetlen ruha színét nem találtam ki. Az események megtörténtek, a szavak mind elhangzottak.”

És Éva Curie mesélni kezd a kedves diáklányról. Igaz történetet mesél, avatott tollal, költői stílussal és sok-sok szeretettel. Kibontakozik előttünk annak a lengyel leánynak az élete, aki a francia tudomány géniuszává vált. A varsói gimnáziumi tanár házából indulunk el, következnek a küzdelmes egyetemi évek, élet a párizsi padlásszoba és a Sorbonne közt. A tudományért való rajongáshoz hozzátársul egy nagy tudós, Pierre Curie iránt érzett szerelem. Boldog családi élet és megfeszített kutatás a laboratóriumban. Sikerek, megint munka, harc a természet titkaiért a halálig. Az olvasó észre sem veszi, hogy egyhuzamban olvassa az egész könyvet, a kis diáklánnyal rajong annak tiszta ideáljaiért és később vele tanulja meg őszintén, mindenek felett szeretni a tudományt. „A tudás végtelenje, a dolgok és az őket kormányzó törvények felé olyan lendület lobban ki a lány lelkéből, melyet csak a szerelemhez lehet hasonlítani.”

A könyv legszebb fejezeteit Maria Skłodowska diákéveinek és egyetemi éveinek a leírása alkotja. Magával ragadó stílussal írja le Éva Curie a cári uralom alatt élő lengyel ifjúság életét, a szegény, de lelkes párizsi egyetemi hallgatókat. Szintén szép a tudós házaspár bemutatása, noha itt a tudományos eredmények ismertetése, méltatása háttérbe szorul az életrajzi mondani-való mellett, pedig ez adja meg az ifjúkori küzdelmek értelmét. A kétségkívül mélyebb tudású Pierre Curie elhomályosul a szárnyaló tollal megfestett Marie Curie alakja mellett. A könyv írója nem a rádiumról és a radioaktivitásról írt ismeretterjesztő könyvet, az életleírás itt nem keret, hanem a lényeg.

Marie Skłodowska-Curie életrajzának fő nevelő értéke kétségkívül abban rejlik, hogy rámutat az erőre, mely a tudomány önzetlen szeretetéből fakad. Megmutatta, hogy a szimpatikus lengyel leány nem tett semmi

csodálatosat, csak nagyon szerette az igazságot, a tudományt. A siker ebből már önként, elkerülhetetlenül adódott. Köszönjük a Művelt Nép Kiadónak, hogy újra, teljesebb formában a magyar közönség kezébe adta ezt a könyvet. Szeretném azt minden magyar fiatallal elolvasatni, aki a középiskola, az egyetem kapuján belép, hogy ott a fizikát és a többi tudományt tanulja. Szeretném, ha a mai fiatalok mindegyike magáénak érezné a lengyel diáklány élettörténetének ezt a tanulmányát.

M. Gy.

## E. V. SPOLSZKIJ: ATOMFIZIKA I.

(II. kiadás) (Akadémiai Kiadó, 1956.)

Immár második kiadásban jelent meg magyarul E. V. Spolszkij méltán népszerű „Atomfizikája”-nak első kötete. A könyv különös értéke, hogy magaválasztott keretein belül szerves egységben tárgyalja az atomfizika kísérleti alapjait és elméleti problémáit. A felépítés gondolatmenete nagyjából az atomfizika történeti fejlődését követi.

A könyv az elektron tulajdonságainak kísérleti és elméleti ismertetésével kezdődik. A II. fejezet — az I-t is jellemző alaposággal az atomokkal és izotópokkal foglalkozik. Ebben a fejezetben az izotóp-szétválasztás modern módszerei is össze vannak foglalva.

A III. fejezet a klasszikus Rutherford-féle kísérletből kiindulva az atom felépítését tárgyalja, míg ennek folytatásaképpen a IV. fejezet a röntgensugárzás mibenlétével és atomfizikai alkalmazásával foglalkozik.

Ezután következik a klasszikus fizika — a továbbiak megértéséhez szükséges fejezeteinek — rövid összefoglalása. A két részre tagozódó V. fejezet először a klasszikus mechanika azon tételeit tárgyalja, melyeknek különös szerep jut az atomfizikában, míg a második részben az elektromágneses sugárzás klasszikus elmélete kerül sorra. Ez a fejezet a tárgyalás alaposágát és részletességét tekintve különösen kiválóan mondható.

Ezután a kvantumelmélet tárgyalására kerül sor. A szerző itt is a történeti fejlődéssel párhuzamosan építi fel az anyagot, vagyis a VI. fejezetet a fekete test sugárzása problémájának szenteli, míg a VII. fejezetben, ennek természetes folytatásaként az atomok energianívóit és a VII. fejezetben különös részletességgel a hidrogén-atom spektrumát tárgyalja. E három fejezet elméletileg igen jól megalapozott és mindenhol a kísérleti tényekre támaszkodó gondolatmenetével kiváló bevezetést nyújt az ún. klasszikus kvantumelmülethez.

A következő fejezetek a részecske—hullám dualitást tárgyalják mind a kísérleti, mind az elméleti fizikust kielégítő részletességgel. Az utolsó fejezetben a Schrödinger-egyenlet egyszerű példákra való alkalmazásaival találkozunk.

A kötet tartalmas függelékkel zárul, melyben az érdeklődő olvasó néhány, a felsorolt fejezetekben nem részletezett számítást talál.

A könyv magyar kiadása általában megfelelőnek mondható. A fordítás gördülékeny és szakszerű. Értelmetlen azonban, miért nem jelzi a kiadó az új kiadásban elvégzett javításokat és ezek felelőseit. A könyv nagyon szép kiállítása az Akadémiai Nyomda dolgozóit dicséri.

R. A.



# FIZIKAI SZEMLE

Az  
Eötvös Loránd  
Fizikai Társulat  
Lapja

## TARTALOMJEGYZÉK

*Román Pál:* Az antiproton

*Gyarmati István:* A termodinamika „válsága” és egy új elmélet

Az V. Magyar Fizikus Vándorgyűlés

HÍREK – EGYESÜLETI ÉLET

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI SZEMLE VI. ÉVFOLYAMÁNAK  
TARTALOMJEGYZÉKE





*Szerkesztőbizottság :*

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Faragó Péter, Keszthelyi Lajos, Marx György,  
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

*Szerkesztőbizottság titkára :* Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség : Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat  
Távbeszélő : 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.  
Távbeszélő : 111-010 \*

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat  
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon : 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.  
Csekkszám: 61257.

Előfizetés egy évre 30,— félévre 15,— Ft ; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

СОДЕРЖАНИЕ

*П. Роман :* Антипротон

*И. Дярмати :* „Кризис” термодинамики и одна новая теория

V. Конгресс венгерских физиков

Содержание VI-го годового комплекта „Fizikai Szemle”

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОБЗОР КНИГ

INHALT

*P. Román :* Das Antiproton

*I. Gyarmati :* „Krise” der Thermodynamik und eine neue Theorie

Die V. Ungarische Physikerkonferenz

Inhaltsverzeichnis

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN

FORTSCHRITTE DER PHYSIK

BUCHBESPRECHUNG

A kiadásért felelős : az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős : Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1956. IX. 15. Terjedelem : 4 (A/5) ív.

Ez a folyóirat az MNOSZ 3405 és 5602 Á szerint készült

Akadémiai Nyomda, Gerlőczy-utca 2. — 40788/56 — Felelős vezető : Puskás Ferenc



# FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VI. évfolyam

6. szám

1956. december

## Az antiprotonról\*

Napjainkban nyitott kapukat döngetne az, aki a tudomány fejlődésében az elmélet és gyakorlat szoros kapcsolatát kívánná hangsúlyozni. Kevesebb szó esik azonban arról, hogy ez az egymásrautaltság korántsem annyira vulgáris, ahogyan a kívülállók sokszor elképzelik. Az elmélet szerepe ugyanis legkevésbé sem merül ki abban, hogy a tapasztalat által szolgáltatott eredményeket szerves egységbe foglalja és ennek alapján általános természeti törvényeket állítson fel.

Súlyos hiba lenne lebecsülni azt a *mozgósító erőt*, amit a már ismert törvényszerűségek általánosításával az elméleti kutatások képviselnek és ami — néha csak hosszabb idő eltelte után — a kísérleti kutatások új területre való irányítását vonja maga után. Röviden szólva: bizonyos korszakokban rendkívüli fontossága van annak, amit egyszerűen tudományos jóslásnak nevezhetünk.

A modern fizika fejlődésében különösen három eklatáns példa is kínálkozik a mondottak illusztrálására. Elsőnek Maxwell elektrodinamikáját kell megemlítenünk. Maxwell nem elégedett meg azzal, hogy az összes addig ismert elektromos és mágneses jelenségeket egységesen értelmező elméletbe foglalja, hanem merészen megjósolta egy addig teljesen ismeretlen jelenségnek, az elektromágneses hullámoknak szükségszerű létezését. Ezek kísérleti kimutatása csak másfél évtizeddel Maxwell halála után vált lehetségessé, és mint tudjuk, a technika óriási méretű fellendülését vonta maga után.

A másik, hasonló jellegű esemény a mezonoknak Yukawa általi megjósolása volt. Ő pusztán a magerók rövid hatótávolságának tényére támaszkodva általános térelméleti megfontolásokkal kb. 200–300 elektron-tömegű, töltött és semleges, egész spinű részek létezését „követelte meg”. Ezeket a  $\pi$ -mezonokat, mint tudjuk, csak 10 évvel később találták meg a kozmikus sugárzásban és állították elő mesterségesen is.

Hasonló a története az elektron pozitív töltésű párja, a pozitron felfedezésének. Dirac

1929-ben megalkotta az elektron relativisztikus követelményeknek eleget tevő hullámegyenletét. Ez automatikusan számot adott az elektron összes ismert sajátságairól, beleértve a spint és mágneses momentumot. Azonban meglepő módon az egyenlet megoldásai között olyanok is szerepeltek, melyek negatív összenergiájú (tehát nyugvó részecske esetén negatív tömegű) állapotokat írnak le. Ez azt jelentené, hogy léteznek oly állapotok, melyekben az elektronra ható erő által létesített gyorsulás ellenkező irányú a hatóerővel. Ennek a fizikai abszurdumnak kiküszöbölése arra a gondolatra vezette Diracot, hogy egyenletét nem *egy* részecske állapotegyenletének, hanem az ún. *elektrontér* egyenletének tekintse. Ennek a térnek kvantumai az elektronok, éppen úgy, mint ahogy az elektromágneses tér kvantumai a fotonok. (A Maxwell-egyenletek sem *egy* foton, hanem azok összességét alkotó elektromágneses tér egyenletei!) Ebben a felfogásban a negatív energiájú állapotokkal járó nehézség kiküszöbölhető. Az elektronokra ugyanis, mint feles spinű részekre, érvényes a Pauli-elv, mely szerint adott állapotban csak *egy* részecske lehet jelen. Dirac mármost feltételezte, hogy az elektron-tér legmélyebb energetikai állapota, a tér ún. *vákuumállapota* az, melyben valamennyi negatív energiájú állapot be van töltve (és persze minden pozitív energiájú állapot üres). Ez a vákuum-állapot az, melyet a megfigyelő részecskementes, „üres” térnek észlel, jóllehet ebben az állapotban az energia (negatív) végtelen. Ez a tényállás korántsem olyan paradox, mint az első pillanatra gondolnánk.

*Hasonló* a helyzet lényegében az elektromágneses térnél is. Ennek, mint ismeretes, szintén van vákuum-energiája, mely az elektromágneses tér rezgési állapotainak leírására használt sajátrezgések oszcillációs zéruspontenergiájából tevődik össze és szintén végtelen. Továbbá a Heisenberg-féle határozatlansági összefüggés következtében, ha a tér egy állapotában a térerősséget teljesen pontosan megadjuk, akkor a fotonszám bizonytalansága végtelen lesz. Ez áll persze a „vákuum-állapotra” is, ami *némileg* analóg azzal, hogy a Dirac-tér vákuumállapotában végtelen sok (negatív energiájú) kvantum van.

A negatív energiájú megoldások realitását egyébként a Compton-effektus hatáskeresztmetszét megadó, jól ismert és tapasztalatilag kitűnően

\* Az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban 1956. máj. 7-én tartott előadás.



igazolt Klein–Nishina-formula szembeszköken igazolja. Ennek levezetésénél döntő szerep jut a negatív energiájú közbülső elektronállapotoknak.

A Dirac-tér vákuumállapotának megbontása mármint kétféle módon lehetséges. Vagy megjelenik egy pozitív energiájú kvantum, vagy kiürül egy negatív energiájú állapot. Az első eset természetesen egy közönséges elektron megjelenését jelenti a megfigyelő számára. Nem nehéz belátni mármint azt, hogy a második esetet a megfigyelő egy *ugyancsak pozitív energiájú, de ellenkező töltésű részecske megjelenéseként* fogja elkönyvelni. Ezt az új részecskét, mely tehát egy negatív energiájú elektronállapot megürülésével, egy „vákuumban keletkezett lyukkal” (!) egyenértékű, az elektron ellenlábasának, *anti-elektronnak*, vagy töltésére való tekintettel *pozitronnak* nevezzük. Az elmélet megalkotása után több évvel, 1934-ben a pozitront a kozmikus sugárzásban valóban sikerült megtalálni.

A mondottakat a következőképp láthatjuk be. Az elektrontér energiája

$$E = \sum_k \epsilon_k N_k, \quad (1)$$

a tér összes töltése pedig

$$Q = \sum_k \epsilon_k N_k \quad (2)$$

alakú kifejezés. Ezekben a kifejezésekben  $N_k$  a „ $k$ ” állapotú részecskék számának operátora (saját értékei a Pauli-elvnek megfelelően 0, 1),  $\epsilon_k$  a  $k$  állapotú elektron energiája, nevezetesen

$$\epsilon_k = \pm \sqrt{p_k^2 c^2 + m_0^2 c^4} \quad (3)$$

(hol  $p_k$  az impulzus,  $m_0$  a nyugalmi tömeg), végül  $\epsilon_k$  az elektron elemi töltése. Ez minden  $k$ -ra azonos, és pedig  $\epsilon_k = e = -4,8 \cdot 10^{-10}$  egs. Látnivalóan mind a tér-energia, mind a tér töltése egészszámú kvantumból tevődik össze. Csakhogy  $\epsilon_k$  kettős előjele miatt az  $E$  nem pozitív definit. Ennek a nehézségnek kiküszöbölésére fogadjuk el Dirac javaslatát, amennyiben valamennyi, negatív  $\epsilon_k$  értékhez tartozó  $N_k$  részecskeszámot a vákuumban 1-nek veszünk. Nyilván (1) írható eképpen:

$$E = \sum_{\epsilon > 0} \epsilon_k N_k + \sum_{\epsilon < 0} \epsilon_k N_k = \sum_{\epsilon > 0} |\epsilon_k| N_k - \sum_{\epsilon < 0} |\epsilon_k| N_k, \quad (4)$$

hol az első szumma csak az  $\epsilon_k > 0$ , a második csak az  $\epsilon_k < 0$  állapotokra van kiterjesztve és természetesen negatív energiájú állapotoknál  $\epsilon_k = -|\epsilon_k|$ . Ha mármint a vákuumban minden negatív energiájú állapotra  $N_k = 1$ , akkor (4) szerint a vákuumenergia:

$$E_0 = - \sum_{\epsilon < 0} |\epsilon_k|.$$

A tényleges, megfigyelhető energia természetesen az ehhez képest való többlet, tehát

$$E_{\text{negf.}} = E - E_0 = \sum_{\epsilon > 0} |\epsilon_k| N_k - \sum_{\epsilon < 0} |\epsilon_k| N_k + \sum_{\epsilon < 0} |\epsilon_k|. \quad (5)$$

Vákuumban ez persze zérust ad. Ha be van töltve egy pozitív energiájú állapot, azaz ha az első szummban valamelyik  $N_k = 1$  (és a másodikban változatlanul valamennyi  $N_k = 1$ ), akkor  $E_{\text{negf.}} = |\epsilon_k| > 0$  adódik. Ha viszont a vákuumhoz képest kiürítünk

egy bizonyos negatív energiájú állapotot, vagyis az első összegben minden  $N_k = 0$ , a másodikban valamelyik  $N_{k'} = 0$ , a többi mind 1, akkor:

$$E_{\text{negf.}} = - \sum_{\substack{\epsilon < 0 \\ k \neq k'}} |\epsilon_k| + \sum_{\epsilon < 0} |\epsilon_k| = |\epsilon_{k'}| > 0,$$

vagyis most is egy pozitív energiájú kvantum jelent meg.

Nézzük meg, mi a helyzet a tér töltésével. (2)-t is felbontjuk két részre:

$$Q = \sum_{\epsilon > 0} \epsilon_k N_k + \sum_{\epsilon < 0} \epsilon_k N_k.$$

Vákuumban a második szummban minden  $N_k = 1$  (az elsőben  $N_k = 0$ ) s így a vákuumállapot töltése:

$$Q_0 = \sum_{\epsilon < 0} \epsilon_k \cdot 1.$$

A megfigyelhető töltés tehát, ehhez képest:

$$Q_{\text{negf.}} = Q - Q_0 = \sum_{\epsilon > 0} \epsilon_k N_k + \sum_{\epsilon < 0} \epsilon_k N_k - \sum_{\epsilon < 0} \epsilon_k. \quad (6)$$

A vákuumra ebből persze  $Q_{\text{negf.}} = 0$  adódik. Ha egy pozitív energiájú állapotot még betöltünk, akkor  $Q_{\text{negf.}} = \epsilon_{k'} = e$  lesz. Ha viszont a vákuumban egy negatív energiájú állapotot kiürítünk (a második szummban egy bizonyos  $N_{k'} = 0$ , a többi 1), akkor

$$Q_{\text{negf.}} = \sum_{\substack{\epsilon < 0 \\ k \neq k'}} \epsilon_k - \sum_{\epsilon < 0} \epsilon_k = -\epsilon_{k'} = -e.$$

A negatív energiájú állapot kiürítése tehát valóban egy pozitív energiájú, de az elektronéhoz ellentett töltésű részecske megjelenését eredményezte, ahogy állítottuk.

Jobb átnézetesség kedvéért még azt is megtehetjük, hogy a negatív energiájú állapotokra az  $N_k$  részecskeszám helyett az

$$N_k = 1 - M_k \quad (\epsilon < 0)$$

definícióval bevezetjük a pozitronszám  $M_k$  operátorát. (Ez nyilván 1, ha  $N_k = 0$  és viszont.) Ezzel a jelöléssel (5) és (6) így alakul:

$$E_{\text{negf.}} = \sum |\epsilon_k| (N_k + M_k) \quad (5a)$$

$$Q_{\text{negf.}} = \sum \epsilon_k (N_k - M_k) \quad (6a)$$

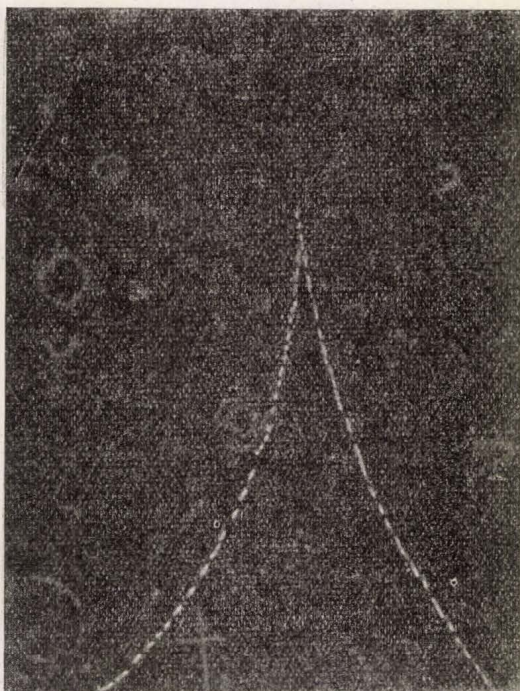
Itt szemmel látható, hogy a tér energiáját kétfajta pozitív energiájú részecskefajta energiájának összege, töltését pedig azok algebrai összege adja; a részek ellentett töltésűek, de azonos tömegűek.

Teljesség kedvéért még megjegyezzük, hogy a tér impulzusmomentumának, ill. mágneses momentumának kvantálásából az is kiderül, hogy a pozitron spinje is  $1/2$ , mágneses momentuma pedig ellentétben egyenlő egy elektronnal.

Minthogy a negatív energiájú állapotok vákuumban mind be vannak töltve, a Pauli-elv meggátolja, hogy egy, a „vákuumtenger fölött” levő valódi elektron „leessen az alvilágba”, azaz fény kisugárzása mellett spontán negatív energiájú, fizikailag abszurd állapotba kerüljön. Másrészt viszont a vákuumnak a fenti módon egészen különleges fizikai viselkedést tulajdonítunk.

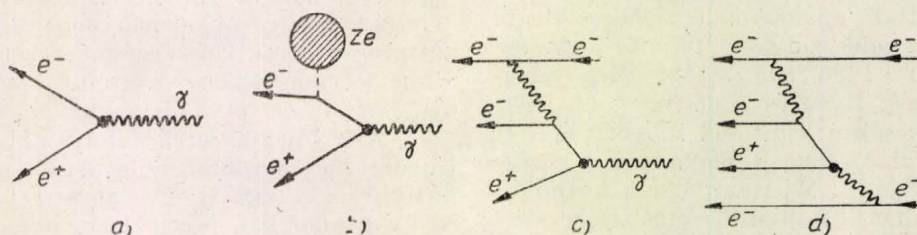


Így pl. adva van annak lehetősége, hogy a vákuum egy elegendő nagy energiájú fotont elnyeljen, abszorbeáljon. Ez esetben a foton gerjeszti a vákuumot, amennyiben egy negatív energiájú állapotban levő elektront felvisz a pozitív ener-



1. ábra

giájú tartományba. (Ehhez, mint azt (3)-ból láthatjuk, minimálisan  $2m_0c^2 \approx 1$  MeV energiára van szükség.) A folyamat végeredménye az lesz, hogy kiürül egy negatív energiájú állapot (azaz fentiek szerint keletkezik egy pozitron) és ugyanakkor betöltődik egy pozitív energiájú állapot



2. ábra

(keletkezik egy elektron is). Ezt a folyamatot *párkeltésnek* nevezzük. Kérdés, vajon ilyesmi előfordul-e a természetben? A válasz igenlő: 1936-ban Joliot-Curie megfigyeli, hogy kemény  $\gamma$  sugarak ólmon való áthaladásakor valóban elektron–pozitron-párok keletkeznek (1. ábra). Az azóta részletesen tanulmányozott jelenség a Dirac-féle „lyukelmélet” komoly bizonyítéka.

Teljesség kedvéért megjegyezzük, hogy a párképződés megvalósulásának feltétele egy külső elektromos vagy mágneses erőter fennállása.

A fentieknek megfelelő folyamatot a 2a) ábra „gráfja” szemlélteti. Ilyen egyszerűen azonban a párképződés nem mehet végbe. Könnyű ugyanis meggyőződni arról, hogy ily módon az energia és az impulzus-megmaradás tétele nem elégíthető ki egyszerre. A vákuumban abszorbeálódó foton impulzusa ugyanis túlságosan nagy ahhoz, hogy két (a fénysebességénél kisebb sebességű) részecske felvehesse. Ha azonban bekapcsolódik egy idegen atom vagy más, akár makroszkópos rendszer, mely képes a fölös impulzust átvinni, úgy a folyamat bekövetkezésének nincs akadálya. (Azt, hogy a fölös impulzust egy foton kisugárzása vigye el, az impulzus megmaradása szintén tiltja.)

A 2b) ábra pl. egy atommag Coulomb-terében bekövetkező párképződést szemléltet.

Természetesen, más folyamatok is vezethetnek párképződéshez. Így pl. a párképződés után a fölös impulzust elviszi egy foton, melyet egy „idegen” elektron nyel el. Ekkor tehát az

$$e^- + \gamma \rightarrow e^- + e^- + e^+$$

folyamattal állunk szemben (2c) ábra). Az is lehet, hogy az itt szereplő fotont egy, az adottal ütköző másik elektron emittálja s ekkor (1. 2d) ábra) az

$$e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + e^- + e^+$$

folyamat alakul ki. Ezeknek a folyamatoknak hatáskeresztmetszete azonban sokkal kisebb.

A pozitron, éppen úgy, mint az elektron, stabilis részecske. A természetben azonban mégis csak rövid ideig figyelhető meg. Ugyanis a vákuumban levő lyukat, negatív energiájú üres állapotot, nagyon hamar be fogja tölteni egy pozitív energiájú rendes elektron, mely természetesen kihasználja a rendelkezésére álló lehető-

séget, hogy egy alacsonyabb (még hozzá negatív) energiájú állapotba menjen át. Ez esetben eltűnik maga az elektron, de eltűnik a negatív energiájú lyuk, vagyis a pozitron is. Ez a jól ismert folyamat a „pármegsemmisülés”. Az elektronnak a mélyebb energiaállapotba való leesését persze egy foton kibocsátása kíséri. Az impulzus- és energiamegmaradás most sem engedi meg a 3a) ábra egyszerű folyamatát, hanem legalább két foton keletkezése szükséges (3b) ábra). Amennyiben a találkozó elektron és pozitron spinje



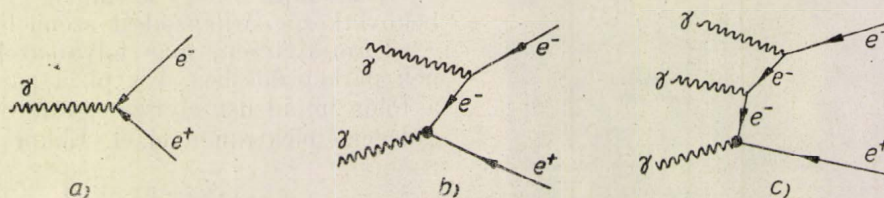
párhuzamos, úgy csak a 3c) folyamat lehetséges. (Részleteket illetően l. Marx György: A pozitronium c. cikkét, Fiz. Szemle 6, 1, 1956.) Amennyiben az elektron egy atomhoz van kötve, a pozitronnal megsemmisülhet már egy foton emissziója révén is; de ennek valószínűsége sokkal kisebb. — Mindezen folyamatokat számos esetben megfigyelték és a tapasztalat kitűnően igazolta a számított hatáskeresztmetszeteket.

Ezek után felmerül a következő probléma: Mint ismeretes, az elektronokon kívül a nukleonok is feles spinű részecskék, s mint ilyenekét, viselkedésüket lényegében szintén a Dirac-egyenlet írja le. Kérdés mármost, van-e a protonnak és a neutronnak is antirészecskéje, létezik-e a Dirac-

követő részecske. Rendes nukleonokkal együtt „párokbán” keletkezik és rendes nukleonokba ütközve „szétsugárzik”.

Vizsgáljuk meg mindenekelőtt a *proton-antiproton-párok keletkezésére vezető* reakciókat. Minthogy a protonok, éppen úgy, mint az elektronok, kölcsönhatásba tudnak lépni az elektromágneses térrel (a fotonokkal), azért nyilvánvaló, hogy a 2b), c), d) típusú folyamatok (kellő energiájú fotonok esetén) nemcsak elektron-pozitron, hanem proton-antiproton-párok keletkezésére is vezethetnek. (A 2a) folyamatot persze az impulzusenergiamaradás most is tiltja.)

Nem szabad azonban megfeledkeznünk arról sem, hogy a nukleonok és a mezonok között is



3. ábra

elmélet által megjósolt antiproton és antineutron?

Érdeemes elmondani, hogy a semleges  $\pi^0$ -mezonnak két fotonra való bomlását már 1940 körül sikerült kvantitatíve megmagyarázni egy virtuális, közbülső proton-antiproton-pár létrejöttének feltételezésével. (L. pl. R. P. Fiz. Szemle, 5, 50. 1955). Másrészt az atommagot összetartó erők sok tulajdonságának megértéséhez is fel kellett tételezni antiprotonok létezését.

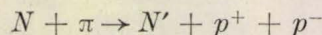
Egész a legutóbbi időig azonban az elméleti fizikusok tekintélyes részének pozitív várakozása ellenére az antinukleonok kísérleti kimutatása, felfedezése, ill. mesterséges előállítása késett. Ezen nem is szabad csodálkoznunk, hiszen a fentebb mondottak analójaként világos, hogy egy nukleon-antinukleon-pár létrehozásához legalább  $2Mc^2 = 2 \cdot 1835 \text{ mc}^2 = 1880 \text{ MeV}$  energiára van szükség. Ilyen és ennél nagyobb energiákat azonban csak a legutóbbi időkben épített szuper-nagyenergiájú gyorsítóberendezések segítségével tudunk elérni. Másrészt, bár a kozmikus sugárzásban néhány milliárd eV-os részecskék nem éppen nagyon ritkák, de ekkora energiáknál számos más típusú folyamat zajolhat le, melyek részben elfedik az esetleges antirészecskéket, részben hamar elfogyasztják a nagyenergiájú részeket.

Nézzük meg először is, hogy a Dirac-féle lyukelméletnek megfelelően milyen tulajdonságokkal kell rendelkeznie az antiprotonnak. Az elektron-antielectron esetről mondottak analójaként az antiproton nyugalmi energiája (tömege) megegyezik a protonéval, töltése ellentett jelű, de azonos értékű (tehát  $-4,8 \cdot 10^{-10} \text{ cgs}$ ), a protonéval ellentétben azonos mágneses momentumú,  $1/2$  spinű, stabilis, Fermi-statisztikát

erős kölcsönhatás áll fenn. A proton nemcsak elektromágneses teret, hanem mezonteret is kelt maga körül. Ennek a (magerőként is felelős) erőternek kvantumai a  $\pi$ -mezonok. Mármost a mezonter és a nukleonter közti csatolási állandó. a kölcsönhatás mértéke, sokkal nagyobb, mint az elektromágneses tér és nukleonter között, A csatolási állandó az elektromágneses térrel  $e^2/\hbar c = \frac{1}{137}$ , a mezonterrel pedig  $g^2/\hbar c \approx 1 - 10$

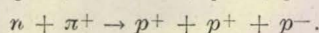
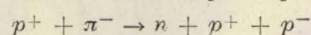
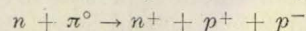
(hol  $g$  a nukleonon levő „mezonikus töltés”), tehát mintegy ezerszer nagyobb. Másrészt a proton-vákuum éppen úgy abszorbeálhatja a mezonkvantumokat, mint a fotonokat. A mondottak szerint viszont ezen folyamatok hatáskeresztmetszete sokkal nagyobb lesz. A proton-antiproton-párok keletkezésére vezető főbb mezonikus folyamatokkal az utóbbi években többen foglalkoztak, l. pl. [1], [2].

A 2b)-nek megfelelő folyamat nem lép fel. Ugyanis a mezonter vizsgálata arra az eredményre vezetett, hogy a sztatikus mezonter is kvantumokkal, azok kisugárzásával kapcsolatos, szemben a sztatikus elektromos térrel, amelyet a nem kvantált Coulomb-kölcsönhatás ír le. Ily módon a legegyszerűbb számbajövő folyamat a 2c)-nek megfelelő



folyamat, hol  $N$  és  $N'$  általában nukleont,  $\pi$  pi-mezont,  $p^+$  protont és  $p^-$  antiprotont jelent.

Minthogy a mezonok  $\pm$  töltésűek és semlegesek is lehetnek, több lehetőség áll fenn, és pedig





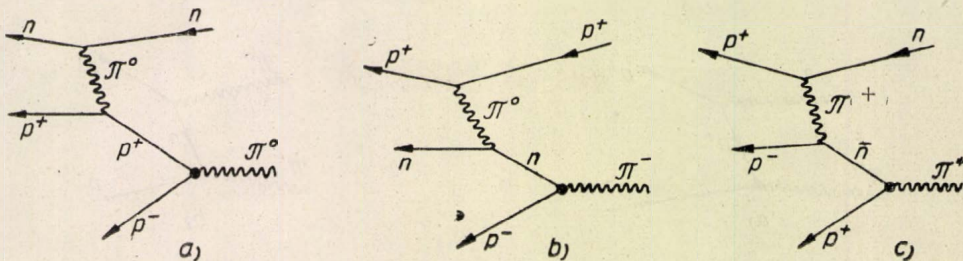
Ezeket a folyamatokat rendre a 4a), b), c) ábrák illusztrálják. 4a)-nál például a  $\pi^0$  kelt egy proton—antiproton-párt: a fölös impulzust egy, a proton által kisugárzott semleges  $\pi^0$  mezon viszi el, melyet aztán a neutron abszorbeál. A másik két folyamat kissé bonyolultabb. Ezeknél nem proton—antiproton-párok, hanem pl. antiproton—neutron-párok keletkeznek az első lépésben. Természetesen, még több hasonló folyamat lehetséges; a gráfok megszerkesztésénél csak arra kell ügyelnünk,

az 5b) pedig egy

$$p^+ + n \rightarrow n + n + p^+ + p^-$$

folyamat egyik lehetséges gráfja.

Az ebbe a típusba tartozó folyamatok gerjesztési küszöbenergiája (nyugvó nukleonba belelövünk egy másikat) igen nagy,  $2Mc^2$  helyett



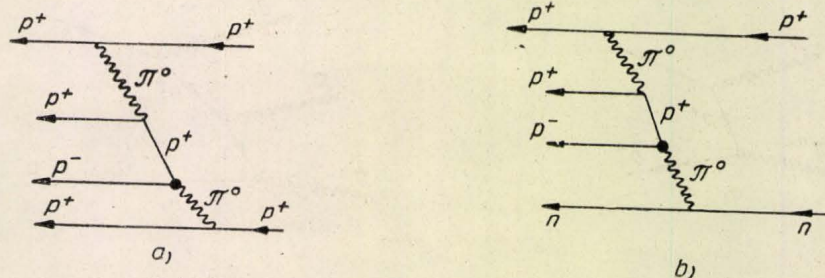
4. ábra

hogy egy elemi kölcsönhatási lépésnél, egy „csomópontban”, mindig két nukleon és egy mezon találkozzék és a töltésmegmaradás tétele ne szenvedjen csorbát.

A most tárgyalt folyamatok létrejötteinek küszöbenergiája nem az elvileg várható  $2Mc^2$ , hanem a laboratóriumi viszonyok figyelembevételével (nyugvó nukleonba belelövünk egy mezon) az impulzustétel fennállása csak úgy biztosítható, ha a mezon kinetikus energiája legalább 4400 MeV (ami  $4,68 Mc^2$ -et jelent). A hatáskeresztmetszet eleinte kb. a kinetikus

$6Mc^2$ , vagyis 5600 MeV. (Mellesleg megjegyezzük, hogy mind ebben, mind az előző esetben, ha az egyik nukleon egy atommag kötelékében van, belső kinetikus energiája tetemesen csökkentheti a küszöbenergia értékét.) A hatáskeresztmetszet eleinte  $\log E$ -vel nő, kb. 200 000 MeV-nál eléri (igen lapos) maximumát, ami majdnem  $10^{-25} \text{ cm}^2$ , azután  $(\log E)^3/E$  módjára lassan esik.

Foglalkozunk most antiprotonok megsemmisülésével. Mindenekelőtt világos, hogy a 3b) és c) ábra folyamatai nemcsak elektron—pozitron-



5. ábra

energia gyökével nő, mintegy 30 000 MeV-nál eléri maximumát, ami kb.  $0,5 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2$ , ezután lassan,  $(\log E)^2/E$  módjára csökken. Tájékoztatóképpen megjegyezzük, hogy a maximális hatáskeresztmetszet a nukleonütközéseknél lezajló  $\pi$ -mezonkeletkezés keresztmetszetének kb.  $1/10$ -e.

Mint hogy szabad  $\pi$ -mezonok általában csak kis sűrűségben fordulnak elő (már bomlékonyságuk miatt is), azért antiprotonok keletkezésénél sokkal fontosabb a 2d) ábra folyamatának analónja, az

$$N + N' \rightarrow N'' + N''' + p^+ + p^-$$

típusú folyamat. Az 5a) ábra speciálisan egy

$$p^+ + p^+ \rightarrow p^+ + p^+ + p^+ + p^-,$$

pároknál, hanem proton—antiproton-pároknál is végbemehetnek. A kétfotonos szétsugárzással szemben lassú antiprotonra ólomban  $1,7 \cdot 10^{-4} \text{ sec}$ -os élettartam adódik, ami igen hosszú. Azonban nem szabad megelégednünk a mezonos szétsugárzás sokkal nagyobb valószínűségéről. Ennek típusai

$$p^+ + p^- \rightarrow \pi^0 + \pi^0$$

vagy

$$p^+ + p^- \rightarrow \pi^+ + \pi^-$$

(és esetleg 3 mezonos bomlás). A megfelelő gráfok a 6a) és b) ábrán láthatók. Ezzel a folyamattal szemben az élettartam (fentihez analóg körülmények között) már csak  $2,2 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$ .



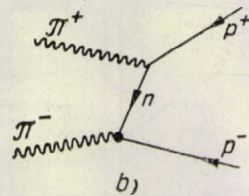
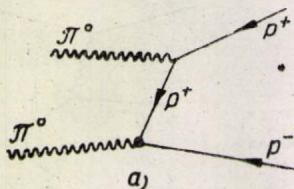
Antiproton természetesen neutronnal ütközve is szétsugározhat. Ilyen folyamat pl. a 7a), ill. 7b) ábrán szemléltetett

$$p^- + n \rightarrow \pi^- + \pi^0$$

illetve

$$p^- + n \rightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^-$$

reakció.

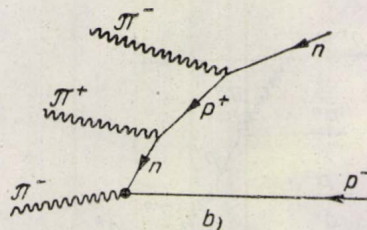
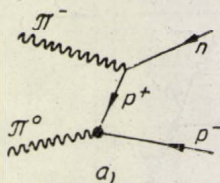


6. ábra

Az antiprotonok kimutathatóságának szempontjából fontos figyelembe venni, hogy antiprotonok más módon, nemcsak szétsugárzás révén tűnhetnek el. Nevezetesen, nukleon—antiproton összeütközésénél, éppen úgy, mint rendes nukleon—nukleon ütközésnél, egy vagy több  $\pi$ -mezon keletkezik, s előfordulhat, hogy eközben az antiproton átalakul antineutronná, így elveszván a megfigyelhetőség alól. Ilyen pl. a

$$p^- + n \rightarrow \pi^- + n + \bar{n}$$

folyamat (hol  $n$  az antineutront jelzi), mely a fenti szétsugárzásos folyamattal konkurrál.



7. ábra

Az antiproton—nukleon-pár szétsugárzásával kapcsolatban felmerül annak lehetősége, hogy a szétsugárzást megelőzően az antiproton és egy nukleon egy (rövid életű) kötött állapotot alkot, hasonlóan pozitronból és elektronból álló pozitroniumhoz (l. *Marx*: Fizikai Szemle 6, 1, 1956). Bár erre vonatkozólag tapasztalati adatok még nem állanak rendelkezésre, *Amati* és *Vitale* [3] az elemi részek kölcsönhatására érvényes különféle megmaradási tételek alapján megállapították pl., hogy az antiproton—neutron rendszer csak akkor sugározódhat szét három  $\pi$ -mezonná (7b) ábra), ha a két részecske relatív pályamomentuma zérus és spinjük ellentett (tehát a teljes impulzusmomentum zérus). Ez esetben a kötött állapot téraparitása  $-1$ , ami azt jelenti, hogy jobbsodrású koordináta-rendszerről bal-sodrásúra áttérve az állapotfüggvény jelet vált. Az érdekes mármint az, hogy pontosan ilyen tulajdonságokkal nem rendelkezik az ugyancsak három  $\pi$ -mezonra bomló ún.  $\tau$ -mezon is. Felmerül tehát annak lehetősége, hogy a  $\tau$ -mezon esetleg nem egy új elemi részecske, hanem egy antiproton és egy neutron kötött állapota. A  $\tau$ -mezon bomlásideje is olyan nagyságrendű, mint amennyit ezen feltételezés alapján várunk. Mint-hogy a  $\tau$ -mezon tömege 965, azért a  $(\bar{p}, n)$  rendszer

tömegdefektusa, kötési energiája kb. 850 MeV lenne, ami rendkívül sok. Érdekes, hogy *Teller* és *Duerr* [4] relativisztikus okokra hivatkozva azt állítják, hogy az antiproton és a rendes nukleonok közti kötési energia kb.  $0,9 \cdot Mc^2 = 830$  MeV lenne. Ez az érték igen jól megegyezik a  $\tau$ -mezon fenti értelmezésével.

Az antiprotonokra vonatkozó elméleti megfontolások után térjünk át mármint azok kísérleti megfigyelésével kapcsolatos eredményekre. Min-

denekelőtt plauzibilis, hogy az antiprotonokat a kozmikus sugárzásban kell keresnünk. *Conell* [1] számításai szerint az antiproton keletkezés hatáskeresztmetszetei és a primer KS spektruma alapján a légkörben grammonként és  $\text{cm}^2$ -enként keletkező  $\bar{p}$ -ok száma  $10^4$ -szer kisebb, mint a 3000 MeV-nél nagyobb energiával a légkörbe érkező neuklonok száma. Továbbá, néhány ezer MeV-os nukleonok által keltett kozmikus záporban igen optimista becslések szerint egy antiproton jelenlétének valószínűsége csak  $10^{-2} - 10^{-4}$  között van. Az antiproton keletkezés gyakorisága a  $\pi$ -mezon keletkezéséhez viszonyítva a tengerszinten  $10^{-2}$

körüli érték, nagyobb magasságban pedig még sokkal kisebb.

Mindezek alapján látható, hogy az antiprotonok kimutatása a KS-ben nem könnyű feladat. Ennek ellenére már régebben ismeretes néhány felvétel, mely plauzibilissé teszi, hogy egy antiprotont sikerült észlelni. Az egyik ilyen felvételt *Rossi* és munkatársai [5] készítették 1954-ben egy sok rézlemezzel ellátott ködkamrában. A felvételen egy beérkező töltött részecske az egyik rézlemezben abszorbeálódik és három elektronzáport kelt. Ezek közül kettőt biztosan, egyet pedig valószínűleg fotonok váltottak ki. Sikerült meghatározni a záporok energiáját és azt, hogy a kiváltó részek (fotonok) impulzusainak összege nem zérus. Ezek alapján megállapítható, hogy a bejövő részecske megsemmisülése sem spontán bomlás, sem magbéli abszorpció nem lehet, mert ehhez az kellene, hogy az észlelt



részecske egy nukleonnál nagyobb tömegű bozon legyen, amilyent eddig még nem ismerünk. Ezek szerint sokkal plauzibilisebb, hogy a felvétel egy antiprotont mutat, mely egy rézlemezbeli nukleonnal szétsugárzódott. A felszabaduló energia nagy részét  $\pi^0$ -mezonok vitték el, melyek bomlása szolgáltatta az elektronzáporokat kiváltó fotonokat.

Egy másik érdekes felvételt *Teuchner* és munkatársai [6] készítettek 1955 elején Texasban. Egy 29 km magasságban exponált fotoemulzióban a bejövő részecske egy közepes nagyságú csillagot vált ki. Az egyik keletkező részecske nyoma különösen hosszú utat ( $308 \mu\text{m}$ ) tesz meg az emulzióban. Tömegére kb. 1880 adódik, és a nyom erősen szóródik, tehát kis energiájú. Pályája végpontjában ez egy második  $790 \pm 120 \text{ MeV}$ -es csillagot kelt, amiből egy  $\alpha$ -rész, egy  $\pi$ -mezon és két proton indul ki. A részek energiájának és impulzusának kimérése kizárja, hogy a hosszú nyom egy nehéz mezon vagy hyperon legyen. Egyedüli valószínű magyarázat az, hogy a primer csillagban egy proton-antiprotón-pár keletkezett, a hosszú nyom az antiprotón és ez abszorbeálódott a második csillag helyén egy magban.

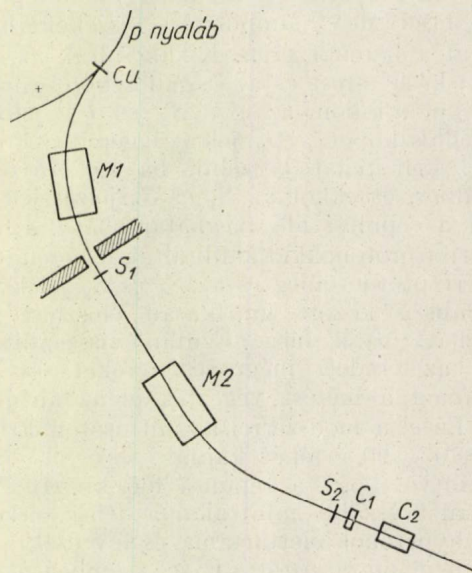
Figyelmet érdemel még *Schein* és társai [7] nagy magasságban fotoemulzióban kapott különleges felvétele, melyen a primér jelenség egy elektron-pozitron-pár, ami rövid útszakaszon belül további 15 párra „szaporodik fel”. Semmilyen más nyom nem látszik. Könnyen lehetséges, hogy a teljesen szokatlan folyamatot egy igen nagy sebességű antiprotón megsemmisülése váltotta ki, nagyenergiájú fotonokat (vagy  $\pi^0$ -mezonokat) hozva létre.

Térjünk most át az antiprotónok mesterséges előállításával kapcsolatos kísérletekre. Amikor a berkeley-i bevatront (proton-synchrotron) megtervezték, már ez a cél lebegett a konstruktőrök szeme előtt és ezért készítették a berendezést 6000 MeV energiájú protonok előállításához alkalmas módon. A döntő kísérletet *Chamberlain*, *Segré*, *Wiegand* és *Ypsilantis* [8] végezték el 1955. szept. végén.

A kísérlet elve a következő (l. a 8. sz. ábrát). A nagyenergiájú protonnyaláb egy rézlemezbe ütközik és ott számos szekundér részecskét,  $\pi$ -mezonokat, nehéz mezonokat, nukleonokat, antinukleonokat és hyperonokat hoz létre. Ezek közül mágneses elterítéssel kiválasztják először az összes negatív töltésű részeket. Ezt az elterítést részben még a bevatron saját mágneses tere, részben pedig az  $M_1$  mágneses elterítő és fókuszáló rendszer végzi. Az  $M_1$  tér úgy van megszabva, hogy az általa fókuszált egyszeres negatív töltésű részecskék impulzusa  $1190 \text{ MeV}/c$  ( $\approx 6,36 \cdot 10^{-14} \text{ g sec}^{-1} \text{ cm}$ ) lesz. Következik a tömeg meghatározása. Thomson klasszikus módszere szerint ehhez (a töltés ismeretében) elegendő az impulzus, energia és sebesség közül bármely kettőnek megmérése. Ezeket elektromágneses elterítésből, repülési időből, fotoemulzióbeli szóródásból stb. lehet megkapni. A szerzők az impul-

zus és a sebesség mérését határozták el. Az impulzus ugyanis az  $M_1$  és az azt támogató későbbi  $M_2$  fókuszáló rendszerrel a fentiek szerint már adva van. A sebességet pedig elsősorban a repülési idő meghatározásával állapították meg, amint azt rögtön részletezni fogjuk. (Megjegyezzük még, hogy az egyszeres töltést azzal biztosították, hogy a nyaláb útjában levő és a későbbiekben nagy szerepet játszó szcintillációs számlálók lökés-nagysága ezt a töltést kvantáltsága miatt egyértelműen meghatározza.)

A sebesség meghatározása a következőképp történt. A vázlaton  $S_1$  és  $S_2$  közösleges szcintillá-



8. ábra

cios számláló, míg  $C_1$  és  $C_2$  Cserenkov-számláló.  $C_1$  úgy volt beállítva, hogy minden részecskét jelzett, melynek sebessége  $\frac{v}{c} = \beta > 0,79$ , viszont

$C_2$  csak a  $0,75 < \beta < 0,78$  szűk intervallumba eső részecskéket jelzi. Mármint tudnunk kell, hogy az  $S_2$ -re eső  $1190 \text{ MeV}/c$  impulzusos és proton-tömegű részek sebessége éppen  $\beta = 0,78$ , az azonos impulzusú, de kisebb tömegű részeké persze nagyobb. Az  $S_2$ ,  $C_1$  és  $C_2$  számlálókon való áthaladás a protontömegű részecskék átlagos sebességét ionizációs veszteség révén kb.  $\beta = 0,765$ -re csökkenti le. Így, ha a  $C_2$  számláló megszólal, máris igen valószínű, hogy azon egy negatív proton (nem pedig egy mezon) haladt keresztül. Eszerint az  $S_1 S_2 C_2$  koincidencia és ehhez tartozó  $C_1$  antikoincidencia jelzi egy antiprotón áthaladását. A teljesen biztonságos identifikáláshoz azonban a szerzők a repülési idő meghatározását használták. Az  $S_1$  és  $S_2$  számlálók közti távolság 40 láb ( $= 1220 \text{ cm}$ ) volt. Az  $1190 \text{ MeV}/c$  impulzusú protontömegű részek ezt az utat  $51 \text{ m}\mu \text{ sec}$  alatt, az ugyanilyen impulzusú  $\pi$ -mezonok pedig  $40 \text{ m}\mu \text{ sec}$  alatt teszik meg. Az  $S_1 S_2 C_2$  koincideneciák jelzését mármint egy oszcilloszkóp ernyőjén észlelték és egy elekt-



ronikus berendezéssel gondoskodtak arról, hogy csak akkor kapjanak jelzést, ha az  $S_1$  és  $S_2$  számlálók megszólalása között 51  $\mu$  sec késés van. Ezzel tehát (tekintetbe véve még a  $C_1$  antikoincidenca-jelzést is) kétszeresen biztosították, hogy az észlelt lökések valóban proton-tömegű részektől származnak. A kísérletek első szakaszában összesen 250 ilyen antiproton-jelzést regisztráltak.

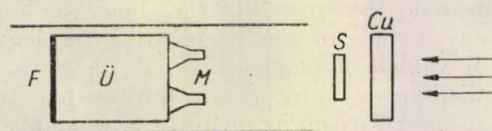
A berendezést az antiproton-gyanus részek pontos tömegének meghatározására is felhasználták. Ehhez úgy jártak el, hogy először megváltoztatták a Cu céltárgy helyét és megfordították az  $M_1$  és  $M_2$  mágneses terét, s ily módon pozitív töltésű 1190 MeV/c impulzusú részeket bocsátottak át a berendezésen. Kikapcsolták az  $S_1$  és  $S_2$  közti késleltetést és az oszcilloszkóp ernyőjére vitték külön-külön az  $S_1$ ,  $S_2$  és  $C_1$  jelzéseit. Az oszcilloszkópot a  $C_2$  jele triggerelte. Proton-jelzésről kell tehát beszélni, ha az ernyőn  $C_1$  jelzés nincs, és ekkor az  $S_1$  és  $S_2$  jelzések távolságából a repülési idő meghatározható. Ezzel a módszerrel protonokkal kalibrálták a berendezést, az ismert protontömeg és az  $S_1$  és  $S_2$  jelek közti időkülönbség között grafikusan eloszlási függvényt határoztak meg. Ezután visszaállították megint az eredeti mágneses tereket, és most is ugyanazt a mérést végezték el az antiprotonokra. Ezzel a módszerrel az antiprotonok tömege  $1840 \pm 90$  értéket kaptak.

Tekintve, hogy a repülési idő kb.  $10^{-7}$  sec, ez sokkal hosszabb, mint akár a nehéz mezonok, akár a hyperonok élettartama, és így ezek zavaró hatása nem mutatkozott. Ezzel szemben a kísérletnek komoly nehézsége az óriási  $\pi$ -mezon háttér. Megállapították, hogy 44 000  $\pi^-$ -ra kaptak egyetlen antiprotont. Ha a  $\pi^-$ -mezonok repülési idő alatti bomlását is figyelembe vesszük, ez azt jelenti, hogy kb. 62 000  $\pi^-$  keletkezik a targetben, míg egyetlen antiproton jön létre. Az antiproton keletkezés részletes gerjesztési függvényét még nem sikerült kimérni.

A most ismertetett döntő kísérlet után Hill [9] és társai megkísérelték a mesterséges antiprotonkeletkezésnek fotoemulzióban való rögzítését is. E célból 6200 MeV-os protonokkal direkt módon egy emulziót bombáztak. Többek között találtak egy proton által kiváltott 2000 MeV-os csillagot, melyből más részecskék mellett kilép egy nagyenergiájú nyom és 1,4 mm útszakasz után egy újabb, 16 karú, 1410 MeV-os csillagot hoz létre. Igen nagy valószínűséggel az első csillagban keletkezett nagyenergiájú nyom egy protontömegű résztől származik. Ez esetben energiája  $750 \pm 150$  MeV. Amennyiben ez valóban antiproton, úgy belőle a második csillag helyén való szétsugárzásnál 2600 MeV-nak kellene keletkeznie. Igaz ugyan, hogy csak 1410 MeV-ot észleltek, de a szétrepülő (és az emulzió által nem rögzített) neutronok és esetleges töltetlen mezonok is elvisznek energiát. Más folyamatokkal való magyarázat valószínűsége igen csekély. Ezek szerint itt tényleg egy anti-

proton keletkezését és röviddel utána bekövetkező szétsugárzását sikerült lefényképezni. A kísérlet tehát mesterséges pendantja Teuchner fentebb ismertetett felvételének.

Miután kétségtelenné vált az antiprotonok léte, és tömegüket is elég pontosan meghatározták, időszerű lett többi tulajdonságuk kísérleti ellenőrzése. Ezek közül legegyszerűbb a nukleonokkal való szétsugárzás vizsgálata. Az első tájékoztató kísérleteket a kiegészített Chamberlain-féle munkacsoport végezte el [10] a fentebb ismertetett berendezés segítségével. A berendezésből csak az egyik mágneses lencsét tartották meg. Az 1190 MeV/c impulzusú negatív részeket egy Cu-abszorbensben lelassították, és egy fotoemulzióra engedték. Találtak egy 9,31 cm hosszú nyomot, melynek tömege protontömeg körül van, és ezt a rézben és az emulzióban meg-



9. ábra

tett hatótávolság is megerősíti ( $M = 1,02 \pm 0,04 M_p$ ). Ez a nyom pályája végén egy 826 MeV-es, 7 protonból és 2  $\pi$ -mezonból álló csillagot kelt. Tekintetbe véve a nem látható neutronokra eső valószínű energiát, ez plauzibilissé teszi, hogy a csillag helyén az antiproton egy nukleonnal szétsugárzódott. Újabb értesülések szerint Segré és munkatársai eddig több mint 80 ilyen felvételt készítettek már.

Egy nem közvetlen, de nagyvonalú kísérletet antiprotonok szétsugárzásának tanulmányozására Brabant és munkatársai [11] végeztek. Berendezésük vázlatát a 9. ábra mutatja. A teljes Chamberlain-féle berendezésből érkező kb. 500 MeV-os antiprotonokat is tartalmazó nyalábot egy Cu-abszorbens lelassítja, oly módon, hogy hatótávolságuk utolsó szakasza a 14" hosszúságú  $\bar{U}$  nehéz flintüvegből készült abszorbensbe essék. Ekkor itt nagy valószínűséggel bekövetkezik a szétsugárzás, melynek termékei  $\pi$ -mezonok és fotonok. Mivel az antiprotonok már lassúak, ezek a termékek, valamint az általuk keltett szekundér stb. fotonok (melyek a  $\pi^0$  bomlásból, az elektronzaporok rendes és Cserenkov-sugárzásából származnak) lényegében izotrop eloszlást fognak mutatni. A fellépő fotonokat az üveghenger belépési oldalán elhelyezett 4 db fotomultiplier regisztrálja ( $M$ ), egyúttal a lökés nagyságát is megállapítja. Előzetes kalibrálás alapján a lökésnagyságból a megsemmisülésnél felszabadult és végülis „látható” tartományba eső fényenergiává alakult energiát meg lehet határozni. Sok 800 MeV-ot meghaladó lökést is kaptak, ami kb. fele az antiproton-szétsugárzásnál felszabaduló teljes energiának. Ez jó összhangban van azzal a számítással, mely meg-



mutatja, hogy a teljes felszabaduló energia mekkora hányada alakul át „látható” fénné. A szerzők összesen 92 antiproton-lökésnél végeztek mérést. További eredményük szerint a nagy energiafelszabadulással járó (tehát megsemmisüléssel magyarázható) folyamatok hatáskeresztmetszete nagyobb, mint a geometriai keresztmetszet. — A kísérlet fő nehézsége a beeső nyálában érkező igen sok kb. 1000 MeV-os  $\pi^-$ -mezón által keltett Cserenkov-sugárzás. Ez azonban főként előre emittálódik, szemben a minket érdeklő sugárzással, s ezen sugárzás elnyelésére az  $\bar{U}$  üvegtest kilépési oldalát az  $F$  fekete abszorbens-réteggel vonták be. Megjegyezzük még, hogy az  $M$  fotonokszorozók és az  $S$  szcintillációs monitor-számláló jelét egy oszcilloszkóp ernyőjére vitték, melynek sweep-jét a Chamberlain-féle antiproton-kiválasztó berendezés (l. az előzőkben) jelével vezérelték. Ily módon észlelést csak akkor végeztek, ha a beeső nyálában biztosan volt antiproton.

A fentiekben ismertettük az antiprotonok kimutatására és tanulmányozására végzett pozitív kísérleteket. Felmerül mármost a kérdés, vajon létezik-e a neutronnak is megfelelő párja, vagyis van-e *antineutron*? Elméleti okoknál fogva erre a kérdésre is igenlő a válasz, márcsak azért is, mert neutron és proton nem tekinthető két külön részecskének, hanem lényegében ugyanazon részecske, a nukleon, két különböző töltés-állapota. Mármost miben különbözhet az antineutron a neutrontól? Ha eltekintünk kicsiny mágneses momentumától (mely persze az antirészről ellentétben egyenlő), akkor azt kell mondanunk, hogy *semmiben*. Viszont egy antineutron és egy rendes nukleon megsemmisülése észlelhető jelenség. Ez lenne az antineutron kimutatásának egyik lehetséges módja. Egy másik lehetőség abban rejlik, hogy egy neutron és egy antineutron

kicserélhet egymás között egy töltött  $\pi$ -mezont és ezáltal proton—antiproton-párra alakulhat át:

$$n + \bar{n} \rightarrow p + \bar{p}.$$

Mindenesetre a kísérleti nehézségek szerfelett nagyok.

Ennek ellenére, újabb értesülések szerint ezek a kísérletek is sikerrel jártak már, és az antineutronok  $\pi$ -mezonos szétsugárzását sikerült ködkamrában láthatóvá tenni.

Az elmondottakban igyekeztünk képet adni arról, miként sikerült a kísérleti kutatóknak az elméleti fizikusok útmutatásai alapján fényt deríteni a természeti jelenségeknek egy teljesen újszerű területére. Az első eredmények igen szépek és biztatóak; nem vitás, hogy a további részletes kutatások ismereteinket még sok érdekes részlettel fogják gazdagítani.

Román Pál

Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Elméleti Fizikai Intézete,  
Budapest

#### IRODALOM

1. J. Mc. Conell, Nucl. Phys. 1, 202, 1956.
2. M. Taketani—S. Machida, Progr. Theor. Phys. 6, 559, 1951.
3. D. Amati—B. Vitale, Nuovo Cim. 2, 719, 1955.
4. H. P. Duerr—E. Teller, Phys. Rev. 101, 494, 1956.
5. B. Rossi et al., Phys. Rev. 95, 1101, 1954.
6. M. Teuchner et al. Nuovo Cim. 3, 228, 1956.
7. M. Schein et al. Phys. Rev. 95, 855, 1954.
8. O. Chamberlain—E. Segrè—C. Wiegand—T. Ypsilantis, Phys. Rev. 100, 946, 1955. és Nature, 177, 11, 1956.
9. R. D. Hill etc. Phys. Rev. 101, 907, 1956.
10. O. Chamberlain et al.—E. Amaldi et al. Phys. Rev. 101, 909, 1956.
11. J. M. Brabant etc. Phys. Rev. 101, 498, 1956.

## A termodinamika „válsága” és egy új elmélet

### 1. §. A klasszikus hőelmélet problémái

A természettudományok aktív művelői által ismert tény, hogy a valóságos világ rendkívül bonyolult volta miatt minden tudományban absztrakciót kell végeznünk, pontosabban a világ, illetve annak részei valóságos struktúrája helyébe többé-kevésbé idealizált képeket, egyszerűbb szerkezetet kell tenni, mivel ezek a valóságosnál hozzáférhetőbbek a tudományos analízis számára. A kutatás gyakorlati tevékenysége kapcsán felgyűlt empirikus ismeretanyag csak igen hiányos és durva jellemzője a valóságos világ finom és sokrétű struktúrájának. Az összekötő kapocs a reális világ és az empirikus ismeretek területei között az absztrakcióval nyert és sok esetben csupán a tudományos elemzés szempontjából lényeges tulajdonságokat megtartó idealizált anyag, test, folyamat; azaz a fizikai modell.

Ilyen fizikai modellek nagy számban ismeretesek, Nem feladatunk a különböző modellek ismertetése sőt felsorolása sem, csupán emlékeztetünk a klasszikus mechanika anyagi pont, merev test, deformálható test, ill. az utóbbin belül a sűrűdésmentes vagy sűrűdő, inkompresszibilis vagy kompresszibilis folyadék stb. modelljére. Az absztrakció és modellválasztás jelentőségét bizonyítják azok a tudománytörténeti adatok, amelyek megmutatják, hogy a fizika fejezetei közül első sorban azok váltak fejletté és fogalmait tekintve exakttá, melyek jó modellel rendelkeznek. Az objektív és bonyolult világ szukcesszív megismerése az idealizáltabb és egyszerűbb modellek hiányos és elégtelen voltában, ezen elégtelenség felismerésében, majd bonyolultabb és a való világ viszonyait pontosabban tükröző modellek megalkotásában áll. Az eddigiekben az absztrakció és a modellekben tükröződő idealizáció fontosságát a természet



strukturális viszonyaival kapcsolatban említettük. Hasonlóan fontos azonban az absztrakció és a modell szerepe a természeti jelenségek bonyolultsága következtében az egyes folyamatok szemléleti és leírási módját illetően is. Az ilyen vonatkozású idealizált fogalmak közül kétségtelenül az egyensúly absztrakt fogalma a legtermékenyebb és célszerűségét, továbbá használhatóságát tekintve pl. már a stacionárius állapot fogalmánál is jóval alapvetőbb. Ha szemlét tartunk a fizika klasszikus fejezetei fölött, akkor azt látjuk, hogy a mechanika és az elektrodinamika elsősorban a fizikai anyag, ill. tér strukturális felépítettségére vonatkozó modellek jó megválasztásának köszönhetik széleskörű alkalmazhatóságukat. A hagyományos termodinamika ezzel ellentétben a valóságos folyamatok nagyfokú idealizációjára, az ún. egyensúlyi folyamatok modelljére épít. Részletek említése nélkül is világos, hogy ez a különbség a termodinamika és az említett többi diszciplína között a termodinamika tárgyának sajátos nehézségében rejlik. Másrészt nyilvánvaló, hogy a hagyományos termodinamika, amely az egyensúlyi rendszerek modelljeire, ill. az ilyen rendszerekben végbemenő egyensúlyi folyamatokra, tehát a valóságban elvileg soha meg nem valósuló jelenségeknek a leírására és törvényeik megalkotására alkalmas csak, igen elmaradott tudományágnak számít a mechanikához és elektrodinamikához képest.

A hagyományos reverzibilis termodinamika tehát csak egyensúlyi, ún. kvázisztatikus folyamatok leírásával foglalkozik, és nem tud számot adni az időben változó, nem-sztatikus — irreverzibilis — folyamatok lefolyásáról és belső mechanizmusáról. A hagyományos termodinamikában időbeli változások nem szerepelnek, és éppen ezért jogosan nevezi egyre több szerző manapság a fizikának ezt az ágát „termosztatikának”. Az alábbiakban mi is ezt az elnevezést fogjuk használni, fenntartva a „dinamikus” jelzőt egy ténylegesen dinamikus karakterű elmélet számára. Másrészt ismert tény az is, hogy a természetben ténylegesen végbemenő folyamatok elvben mindig irreverzibilisek — így érthető, hogy az ilyen folyamatok leírását adó elmélet igen nagy fontosságú mind a tudomány, mind pedig a gyakorlati alkalmazás szempontjából.

Bár a múlt század közepe óta számos kísérlet történt egy szőszerű értelemben vett termodinamikai elmélet kidolgozására, mégis egy valóban dinamikus elmélet alapjainak a lerakása egészen a legutóbbi időkig nem sikerült. Az eredménytelen próbálkozások kapcsán általánosan elterjedt és gyökeret vert azon téves és elsősorban káros nézet, hogy a termodinamika a fizikának egy befejezett és holt ága. Egy ideig még volt némi remény arra, hogy a kinetikus elméleteknek, ill. a statisztikus mechanikának időben változó folyamatok esetére való kibővítésével ez a „sztatikus helyzet” némiképp megváltoztatható, azonban kb. a századforduló idején ezek az elméletek is a fenomenologikus termodinamika sorsára jutot-

tak, azaz ezen elméletek is csak sztatikus modellekre lettek kidolgozva. Egészen az 1930-as évekig igen sok fáradságot fordítottak a kutatók arra, hogy az említett elméletek mindegyikét, de különösen a gyakorlati számítások elvégzésére is igen alkalmas „termosztatikát”, sztatikus és idealizált jellegétől megfosszák, és az egyensúlyi folyamatok területén kívül eső irreverzibilis jelenségek leírására is alkalmassá tegyék. Az ilyen irányú próbálkozásokat három főbb csoportra oszthatjuk:

1. Még a „termosztatika” első és második főtételeinek felismerése idején rögtön felmerült az a gondolat, hogy vajon az időben változó termodinamikai jelenségekre nem alkalmazhatók-e a mechanika sajátos mozgásegyenletei, legalábbis a Lagrange és Hamilton-tól eredő általános formában. Nem kisebbek, mint Clausius, Boltzmann, Helmholtz, Helm és nem utolsósorban a magyar Szily Kálmán végeztek ilyen irányú vizsgálatokat, azonban a kitűzött célt lényegében nem oldották meg. Ezen próbálkozások egyetlen pozitív eredményének manapság az egyensúlyi állapotokra kidolgozott statisztikus mechanikát kell tekintenünk, amely elsősorban Maxwell és Boltzmann érdeme.

2. Tekintettel a kérdésnek már a XIX. század végén is rendkívül időszerű voltára, egyes fizikusok a cél sikeres elérésének reményében „mindent elkövettek”, így nem csodálható, ha a nagy igyekezet következtében számos helytelen, ill. kétségbevonható elmélet és fogalom született. Csak megemlítjük, hogy egyes kutatók minden alap nélkül éppúgy beszéltek entropia áramokról, entropia örvényekről és divergenciákról, mintha egy közönséges folyadékáramlás leírásáról lett volna szó. Az ilyen kétségbeesett vizsgálatok az óvatosabb kutatókat természetesen fokozott éberségre intették, másrészt kényszerítették arra, hogy a klasszikus hőelmélet alapfogalmait és tételeit újra megvizsgálják, és a reverzibilis folyamatok modelljére épülő elmélet érvényességi területét szigorúan körvonalazzák.

3. A hőelmélet alapfogalmainak és tételeinek az átvizsgálása az axiomatikus „termosztatika” kiépítéséhez vezetett. Annak érdekében, hogy az axiomatizálás szerepének fontosságát a hagyományos hőelméletben tisztán lássuk, meg kell említeni az axiómáknak a modellelmülethez való speciális viszonyát. Az objektív valóság és egy adott modellre szabott elmélet követelményeit egyidejűen úgy elégíthetjük ki helyesen, ha az elméletben a valóság empirikus ismeretanyagából elvonatkoztatott olyan fogalmakat használunk csak, melyek tartalma és terjedelme a leírás vázául választott modellnek teljesen megfelel. Ilyen a valóságtól elvonatkoztatott fogalmak használata egyrészt biztosítja azt, hogy a szóban forgó fogalmak a valóságot tükrözik, másrészt segítségükkel a kérdéses és alapul választott modell minőségi és mennyiségi viszonyai is pontosan megállapíthatók. Egy modellelmületen alapuló diszciplína axiomatikus felépítésénél a mondottak elsősorban



az alapfogalmakra és tételekre vonatkoznak, viszont amilyen mértékben a kívánt követelmények ezekre fennállnak, automatikusan ugyanígy teljesülnek az egész axiomatizált tudományágra. (Ebben áll az axiomatizálás célszerű volta.) A változtak a hagyományos termodinamika reverzibilis rendszereinek egyensúlyi modelljeire nézve azt jelentik, hogy csak olyan fogalmaknak és tételeknek van létjogosultságuk ebben az elméletben, amelyek az egyensúlyi követelményeknek alávetett rendszer modelljének maradéktalanul eleget tesznek. Ebben a felfogásban azt is mondhatjuk, hogy egy modellelméletet exakte éppen a modell tulajdonságait megszabó axiómarendszerrel definiálhatunk. Az ilyen definíciót rekurzívnak kell tekintenünk abban az értelemben, hogy a modell alaptulajdonságait kifejező axiómarendszer fogalmait és tételeit impliciten szintén definiáljuk. Természetesen a kérdéses diszciplínát nem szakíthatjuk ki abból a fejlődési folyamatból, amelynek folytán adott formában létrejött: így üres tautológiához jutnánk. Éppen ezért egy adott modellre vezető axiómarendszer helyességének igazolását azon absztrakciós fejlődési folyamat eredményei és ezen eredményeknek a gyakorlatban való alkalmazásaik adják, amelyek az illető axiómarendszerhez vezetnek. Világos most már az is, hogy az egyensúlyi rendszerek idealizált modelljére épülő klasszikus termodinamika foglmainak, tételeinek, valamint a modell érvényességi területének szigorú megállapítása miért vezetett a hőelmélet axiomatizálásához. Tehát az axiomatizálás a termodinamikában és természetesen más természettudományban is nem öncélú logikai játék, hanem egy elvi és az elmélet továbbfejlesztése — azaz a réginél jobb és átfogóbb modell megkonstruálása — céljából gyakorlatilag is fontos elemző, és egyben szintetizáló folyamat.

A klasszikus hőelmélet axiomatizálása első sorban C. Charatheodory, H. Lorentz és M. Planck, valamint E. Affanassjeva munkásságának köszönhető. Az axiomatizálás során tisztázódtak az extenzitás és intenzitás mennyiségek alapvető tulajdonságai, valamint a hőmérséklet és az entrópia különösen absztrakt foglmai. Világossá váltak pl. az empirikus és abszolút hőmérséklet, ill. az empirikus és abszolút entrópia foglmal közötti különbségek. Tisztázódott a makroszkopikus értelmű reverzibilitás és irreverzibilitás foglma, továbbá, hogy a második főtétel segítségével megállapított ún. „termodinamikai hőmérsékletskála” és a „tökéletes gázskála” csak adott gázizoterma és adiabata alak esetén, nevezetesen szigorúan Boyle-típusú — tehát a valóságban nem is létező — gázzal definiált skála esetén egyezik csak meg egymással. Ez arra a fontos megállapításra hívja fel a figyelmet, hogy a kétféle hőmérsékletskála azonosítása nem önkényes választás dolga, hanem egy objektív természeti törvénynek a megnyilvánulási formája. Szükségtelen felsorolni azokat a fontos eredményeket, amelyek a Clausius-féle „hőhalál” babona „hítelét” ásták alá. Ehelyett inkább megemlítjük Farkas Gyulát, a kolozsvári egyetem volt

kiváló professzorát, akinek ilyen irányú munkái rendkívül értékesek, utat mutatnak ma és fognak mutatni még sokáig fizikusaink számára a „termosztatika” exakt értelmezését és továbbfejlesztési lehetőségeit illetően.

Az előbbiekből már kiderül, hogy a hőelmélet fejlődésében nem állt meg, egyszerűen csak az történt vele, mint akár a mechanikával vagy az elektrodinamikával a múlt század végén — befejezettnek hitték. A különbség a hőelmélet és pl. az elektromosságtan ilyen befejezettnek vélt voltában csak abban van, hogy a Maxwell-féle elektrodinamika a századfordulóig ismert jelenségeket szinte kivétel nélkül helyesen leírta, míg a hagyományos hőelmélet a természeti jelenségek zömét képező irreverzibilis folyamatokról semmit nem tudott mondani, legfeljebb azok lefolyásának irányát állapította meg. A hőelméletnek ez az akutnak tűnő válsága az egyik főoka annak, hogy manapság több mint húsz évvel a fordulópon bekövetkezése után egy kissé még külföldön is, de még inkább hazánkban a termodinamikát nem tartjuk a fizika más elméleteivel még közelítően egyenrangú elméletnek sem.

A hőelmélet fejlődésének más fizikai elméletek fejlődéséhez viszonyított lemaradásának — az említett nagy nehézségek mellett — két oka van. Az első ok a technika időszerű követelményeiből ered. A hőerőgépek és robbanómotorok ugyanis viszonylag jól megvannak egy igazi dinamikus elmélet nélkül is, másrészt az ipar elektrifikálása az elektromosságtan elsődleges fejlesztését kívánta meg. Így nem csodálatos, hogy egy dinamikus hőelmélet kiépítése a durva technika számára nem volt döntő feladat. Ami a konkrét és égető gyakorlati alkalmazás területeit illeti, arról az alábbiakban részletesebben lesz szó. Most csak megemlítjük, hogy az atomenergia felszabadulása szinte kizárólagos módon hőhatással kapcsolatos és jogosan merül fel a kérdés, hogy az atomtechnika kialakítása nem kívánja-e meg a termodinamika rohamos fejlesztését annak ellenére, hogy a hőhatás formájában felszabaduló energiát igyekszünk azonnal elektromos energiává átalakítani. Erre a kérdésre ma még nehéz lenne választ adni, de a szakirodalom tanulmányozása alapján mondhatjuk, hogy a helyzet ilyen kimenetele igen valószínűnek látszik. Hasonlóak mondhatók a félvezetők általános energetikájának problémáival kapcsolatban is.

A másik ok annak a széles körben hosszú időn át elterjedt véleménynek tudható be, amely szerint kizárólag a mikrostrukturális szemlélet, vagyis a statisztikus termodinamika az, amely az említett vonatkozásban tovább vezethet. Anélkül, hogy részleteznénk a fenomenologikus és statisztikus elméletek között ebben a vonatkozásban fennálló viszonyt, pusztán felhívjuk a figyelmet arra, hogy mindkét elmélettípus a fizikai testek makroállapotának létezésére épül. Amennyiben tehát ilyen egyértelmű makroállapot existenciájáról adott esetekben nem beszélhetünk (pl. turbulens áramlás), akkor szükségszerűen és egymás-



sal ekvivalens módon szűnik meg minden — az eddigiekben ismert — diszciplina érvényessége. A makroállapot exisztenciájának a kérdése ilyen esetekben nyilvánvalóan az alapul választott modellek nem megfelelő voltán, ill. matematikailag nem, vagy alig kezelhető tulajdonságok figyelembevételén áll vagy bukik. Bizonyíték erre a turbulencia problémájának ma is megoldatlan volta, valamint a hidraulika című ismeretanyag csupasz exisztenciája, amely megállapítván a klasszikus hidrodinamika hasznavehetetlenségét, saját útjain halad és funkcionálisan meg nem oldható kérdésekre empirikus, ill. félempirikus formulákkal igyekszik választ adni. Ezen, a modellek makroállapotának definiálhatatlanságát jelentő nehézségen nem segít lényegesen a statisztikus fizikának a szerkezet belső mechanizmusába kétségtelenül mély bepillantást nyújtó módszere sem. Ugyanis a folyamatok dinamizmusa és időbeli lefolyása a testek belső szerkezetétől rendkívül bonyolult módon függ, továbbá azt a külső körülmények is döntő mértékben befolyásolhatják. A most elmondottak a statisztikus mechanikára, ill. a kinetikus elméletekre némileg különböző mértékben vonatkoznak, az előbbire szigorúbban, mint az utóbbira. Állításunkat a történeti fejlődés messzemenően igazolja, ugyanis a fenomenologikus hőelmélet fejlődött ki elsőnek — mivel törvényei makroszkopikusan általában könnyen mérhető mennyiségek közötti összefüggéseket fejeznek ki — és csak ezután kerülhetett sor az elmélet statisztikus kiépítésére. Hasonlóan jelenlegi fejlettségi fokát illetően a termodinamika a megfelelő dinamikus statisztikus mechanikai elmélet kiépítése előtt jár. Míg az előbbi L. Onsager, I. Prigogine, K. Denbigh, H. Casimir, de Groot és munkatársaik eredményei alapján ma már egy jól kiépített egységes elmélettel rendelkezik, addig az utóbbi megalapozása csak közvetlenül napjainkban H. Grad, M. S. Green, H. S. Green, Teer Haar, Van Kampen stb. munkáinak nyomán indult meg. Az a fejlődésnek egy különös sajátsága, hogy a fenomenologikus termodinamika egyes eredményei a hagyományos statisztikus fizika általános alapelveivel függenek össze, pontosabban, hogy a makroszkopikus modellelmélet néhány fontos törvényét a korpuszkuális szemlélet olyan sajátos következményének kell jelenleg tekintenünk, mely a makromodellnek legalábbis eddigi tulajdonságaiból nem következik. Nyilvánvaló, hogy ezen a ponton a makromodell tulajdonságait megszabó axiómarendszer utólagosan bővíteni kell. Mindenestre mondhatjuk, hogy a különböző módszerekkel dolgozó elméletek komplex együttese ad csak olyan hathatós módszert, amely az időben változó folyamatok leírására széles körben alkalmazható. Most néhány vázlatoszerű képben ismertetjük azokat az eredményeket, amelyek az utóbbi időben a termodinamika területén születtek, különös tekintettel az L. Onsager által megalapozott fenomenologikus termodinamikára, amely a kezdet nehézségein túljutott és az irreverzibilis folyamatok igen tág osztályára alkalmazható.

## 2. §. Onsager elmélete

Egy exakt és egységes elvi alapokon nyugvó termodinamikai elmélet megalapozása L. Onsager nevéhez fűződik, aki 1931-ben ma már klasszikusnak tekinthető munkáiban egy új fizikai diszciplina elveit tárta fel. Később Casimir, De Donder, Prigogine és elsősorban S. R. de Groot professzor vezetése alatt álló holland termodinamikai iskola ért el szép eredményeket ezen a téren. Az említett szerzők és munkatársaik vizsgálatai alapján jelenleg egy jól megalapozott elmélet birtokában vagyunk, amely messzemenően alkalmazható a nem-sztatikus folyamatok leírására. Onsager elmélete fenomenologikus jellegű, bár nagy mértékben statisztikus alapokra épül. Az elmélet fenomenologikus része feltételezi bizonyos egyensúlyi termosztatikai függvényeknek az egyensúlyi állapotot kívüli érvényességét is, legalábbis olyan esetekben, amelyekben a szóban forgó nem egyensúlyi állapot nem esik túlságosan messze a sztatikai egyensúly állapotától. Ez a feltétel bizonyos mérlegegyenletek érvényességét biztosítja olyan esetekben is, amikor a vizsgálat tárgyát képező rendszerben makroszkopikus áramlások — anyagáramlás, energiaáramlás, elektromos töltésáramlás stb. — is vannak. A szóban forgó áramlások sebességét éppen ezen mérlegegyenletek segítségével tudjuk meghatározni. Az elmélet másik része az ún. Onsager-féle reciprocitási relációk érvényességén nyugszik, statisztikus természetű és mint ilyen a termodinamikusan ingadozás elmélet általános eredményeire van alapozva.

Már jóval Onsager elméletének kidolgozása előtt ismeretesek voltak egyes fenomenológiai törvények, melyek nem-sztatikus transzport jelenségeket írtak le arányosságok formájában. Így pl. ismeretes volt a hőáramlás Fourier-féle törvénye, mely a következő alakú:

$$I_H = -k \cdot \text{grad } T.$$

Ezen összefüggés kapcsolatot létesít a hőáramlás és a hőmérséklet gradiense között. A  $k$  arányossági tényező a hővezetési együttható. Ismeretes volt a diffúziós áramlás Fick-féle törvénye:

$$I_D = -D \cdot \text{grad } c,$$

amely összefüggést létesít egy keverék komponensének koncentrációja és anyagáramlása között. Itt  $D$  a közönséges diffúziós együttható. Hasonlóan Ohm törvénye kapcsolatot teremt az elektromos potenciál gradiense és az elektromos áram között:

$$I_E = -\sigma \cdot \text{grad } \Phi,$$

ahol  $\sigma$  az elektromos vezetőképesség és  $\Phi$  a potenciál.

Könnyen belátható, hogy az említett transzport jelenségek mindegyike valamilyen  $X_i$  általános erő következményének fogható fel. Ezek az erők lehetnek pl. hőmérséklet-gradiens, koncentráció-gradiens, elektromos potenciál-gradiens stb. Ezek létezése egy rendszerben mindig bizo-



nyos  $I_i$  makroszkopikus áramlások fellépését vonja maga után, mely áramlások az erők típusaitól függően: hőáramlás, diffúziós-áramlás, elektromos-áramlás stb. Ha ezen áramlásokat függetleneknek tekintjük, akkor felírhatjuk a Fourier, Fick, Ohm stb. törvények mindegyikét az alábbi általános lineáris kifejezések formájában. Így  $n$  egymástól független áramlás esetén írhatjuk:

$$I_i = L_i X_i \quad (i = 1, 2, \dots, n),$$

ahol az  $L_i$  mennyiségek a megfelelő vezetési együtthatók. Lényegesen más a helyzet azonban akkor, ha az említett áramlások közül kettő, vagy annál több egyidejűleg van jelen egy termodinamikai rendszerben. Ilyenkor ugyanis az áramlások egyike a másikkal kölcsönhatásba lép, vagy ahogy találón mondani szokták, interferál. Ezen interferencia lényegét a mikroszkopikus szemlélet alapján könnyen megérthetjük. Tekintsünk pl. ionvándorlást egy elektrolitben. Az ionok elmozdulása elektromos áramlást eredményez, de ugyanakkor a töltések anyagi hordozói miatt anyagáramlás is fellép (elektromos diffúzió). Az interferencia jelensége az anyag atomisztikus felépítésének a következményeként lép fel és makroszkopikusan egy új hatást eredményez. Az interferencia lényegét tekintve abban nyilvánul meg, hogy az egyik transzport jelenség energiájának bizonyos része egy másik transzport-folyamat energiájába olvad be és megfordítva. Az új hatást, mely ilyen interferencia révén fellép, a továbbiakban keresztteffektusnak (cross-effekt) fogjuk nevezni.

Ilyen keresztteffektusra példa lehet a termoelektromosság, mely a hőáramlásnak és az elektromos áramlásnak az interferenciájából ered. Az alábbiakban táblázatosan összefoglalunk néhány egyszerűbb keresztjelenséget, feltüntetve, hogy az eredeti erőkkel és áramokkal a másodlagos mennyiségek milyen kapcsolatban vannak. Az

Primér erők	Áramok	Szekundér erők	Áramok	Kereszteffekt.	Invers kapes.
grad $\Phi$	$I_{el}$	grad $T$	$I_{hő}$	Peltier-hatás	↗ ↘ ↗ ↘ ↗
grad $T$	$I_{hő}$	grad $\Phi$	$I_{el}$	Seebeck-hatás	
grad $T$	$I_{hő}$	grad $c$	$I_{anyag}$	Soret-hatás	
grad $c$	$I_{anyag}$	grad $T$	$I_{hő}$	Dufour-hatás	
grad $c$	$I_{anyag}$	grad $\Phi$	$I_{el}$	Diffúziós-pot.	
grad $\Phi$	$I_{el}$	grad $c$	$I_{anyag}$	Elektr.-diff.	

inverz kapcsolatok című rovatban feltüntetett nyilak az interferenciák inverz keresztteffektusait kapcsolják össze. Így pl. a Peltier-féle hatás inverz effektusa a Seebeck-hatásnak és megfordítva.

Már ezen kapcsolatok miatt is bizonyos szimmetrikus vonatkozások fennállására gyanakodhatunk, melyek felismerése és matematikai alakban való megfogalmazása várhatóan nagy rendezőerőt jelent a különböző keresztjelenségek leírása számára. Ezeket a szimmetrikus kapcsolatokat Onsager ismerte fel és ezért azokat Onsager-féle reciprocitási relációknak nevezzük. Tételezzük

ugyanis fel, hogy a különböző áramlások egyidejűleg lépnek fel egy termodinamikai rendszerben. Nyilvánvaló, hogy ekkor a keresztteffektusok is megjelennek és így az áramlások nem lesznek egymástól függetlenek. A keresztteffektusok létezését a legegyszerűbb módon úgy kell figyelembe venni, hogy az előbbi fenomenologikus egyenletek jobboldalához új tagokat írunk szintén arányságok formájában. Így pl. két transzportjelenség egyidejű fennállása esetén az alábbi kapcsolatot kell használni:

$$\begin{aligned} I_1 &= L_{11} X_1 + L_{12} X_2 \\ I_2 &= L_{21} X_1 + L_{22} X_2. \end{aligned}$$

Ha pl.  $X_1$  hőmérséklet-gradienst,  $X_2$  pedig koncentráció-gradienst jelöl, akkor  $I_1$  a teljes hőáramot,  $I_2$  pedig a teljes diffúziós áramot jelenti. Természetesen ekkor  $L_{11}$  a közönséges hővezetési együttható,  $L_{22}$  pedig a közönséges diffúziós együttható. A fellépő keresztteffektusokat a vegyes indexű  $L_{ik}$  mennyiségeket tartalmazó tagok írják le. Így példánk esetében  $L_{12} X_2$  a Dufour-hatást eredményezi, míg  $L_{21} X_1$  a Soret-effektust írja le. Az  $L_{12}$  az ún. Dufour-koefficiens, míg  $L_{21}$  a termikus diffúziós együttható.

A fenti, ún. fenomenologikus egyenletek a termodinamikai ingadozások általános elméletéből levezethetők, és hasonlóképpen igazolhatók a mikroszkopikus reverzibilitás hipotézisének a felhasználásával az alábbi szimmetrikus kapcsolatok is

$$L_{12} = L_{21}, \text{ ill. } L_{ik} = L_{ki},$$

melyek a már említett Onsager-féle reciprocitási relációk. Mind a fenomenologikus egyenletek, mind pedig a reciprocitási relációkat kifejező szimmetrikus kapcsolatok alapvető fontosságúak az irreverzibilis folyamatok modern elméletében.

Tekintsünk egy adiabatikusan zárt  $f$  szabadsági fokú olyan termodinamikai rendszert, amelynek momentán állapota nem egyensúlyi. Tételezzük továbbá fel, hogy a vizsgált rendszer ezen momentán állapota nem esik túlságosan messze a sztatikai egyensúly állapotától. Ekkor Onsagernek a termodinamikai ingadozások általános elméletében bebizonyított egyenleteit az alábbi formális eljárás segítségével gyorsan megkaphatjuk. Legyen ugyanis az  $f$  szabadsági fokú termodinamikai rendszer momentán nem egyensúlyi állapota jellemezve az  $A_1, A_2, \dots, A_f$ ;  $f$  számú független állapotváltozó segítségével. Jelöljük ezen paraméterek értékeit  $A_1^0, A_2^0, \dots, A_f^0$ -al termostatikai egyensúly esetén. Ekkor az egyensúlytól való eltérések:

$$1. \quad a_i = A_i - A_i^0 \quad (i = 1, 2, \dots, f).$$

Egyensúlyi állapotban  $a_i = 0$ , ( $i = 1, 2, \dots, f$ ), továbbá feltételezzük, hogy az egyes paraméterek olyanok, hogy értékeik megadásával ugyancsak jellemezhető a rendszer egy olyan nem egyensúlyi momentán állapota, amely a sztatikai egyensúlyi állapottól csak kevésbé tér el. További kikötések az  $a_i$  paraméterekre:

- Legyenek makroszkopikusan mérhetők.
- Legyenek a molekuláris változók algebrai összegei egy statisztikus modellben és az egyensúlyi  $a_i = 0$  értékeik körül Gauss-féle eloszlást mutassanak.
- Legyenek páratlan függvényei azon molekuláris változóknak, melyek páros függvényei az időnek.



Ezen korlátozások közül a *b)* és *c)* feltételek csak az eredeti Onsager-elméletben szükségesek. A későbbi, H. B. G. Casimir és S. Machlup által bővített irreverzibilis hőelméletben ezek elesnek, ill. enyhébb megszorításokkal helyettesíthetők. A fenti feltételek mellett megadhatjuk a rendszer entrópiáját tetszőleges momentum állapotban mint az  $a_1, a_2, \dots, a_f$  paraméterek függvényét. Tehát

$$2. \quad S = S(a_1, a_2, \dots, a_f)$$

Mivel az  $a_i$  mennyiségek igen kicsinyek, így az  $S$  entrópiát sorbafejthetjük az egyensúlyi helyzet közelében és megállhatunk a másodrendű tagoknál, azaz

$$3. \quad S = S_0 - \sum_i \left( \frac{\partial S}{\partial a_i} \right)_{a_i=0} a_i - \frac{1}{2} \sum_{i,k} g_{ik} a_i a_k.$$

A hagyományos hőelmélet szerint azonban sztatikus egyensúlyi állapotban az entrópia maximális, és így fennállanak az

$$\left( \frac{\partial S}{\partial a_i} \right)_{a_i=0} = 0 \quad \left( \frac{\partial^2 S}{\partial a_i^2} \right)_{a_i=0} < 0 \quad (i = 1, 2, \dots, f)$$

kifejezések.

A 3.-ból látható, hogy az egyensúly állapotától való entrópia eltérés lényegében az  $a_i$  paraméterek homogén kvadratikus függvényeként adható meg. Tekintettel arra, hogy az  $a_i$  ingadozások az idő függvényei:  $a_i = a_i(t)$ , így a  $\frac{d a_i}{d t}$  kifejezésnek is határozott értelme lehet egy sajátos átlagos időtartamra. Onsager a paraméterek időderiváltján az alábbi differenciáhányadost érti:

$$4. \quad I \equiv \frac{d a_i}{d t} = \frac{a_i(t + \tau) - a_i(t)}{\tau} \quad (i = 1, 2, \dots, f),$$

ahol  $\tau$  a következő feltételeknek tesz eleget

$$5. \quad \tau_0 \ll \tau \ll \tau_r.$$

Itt  $\tau_0$  karakterisztikus molekuláris idő és praktikusán zérus,  $\tau_r$  pedig az egyensúlytól való ingadozásoknak alávetett eltérés ún. regressziós ideje. Az elméletben fontos szerepet játszó általános termodinamikai erőket, melyeket az irreverzibilis folyamatok okának tekintünk, formálisan a következőképpen definiáljuk:

$$6. \quad X_i = \frac{\partial S}{\partial a_i} = - \sum_k g_{ik} a_k \quad (i = 1, 2, \dots, f).$$

Képezve 3.-ból a 4. szerinti értelemben  $\dot{S}$ -ot, nyerjük

$$7. \quad \dot{S} = - \sum_{i,k} g_{ik} \dot{a}_i a_k = \sum_i \dot{a}_i X_i.$$

A fenomenologikus relációk pedig, melyek az  $X_i$  általános termodinamikai erőket az  $\dot{a}_i$  sebességekkel ( $I$  fluxusokkal) lineáris módon kapcsolják össze, a következők:

$$8. \quad \begin{cases} \sum_k R_{ik} \dot{a}_k = X_i \\ \sum_k L_{ik} X_k = \dot{a}_i, \end{cases} \quad (i = 1, 2, \dots, f)$$

ahol az  $R_{ik}$  ún. ellenállási mátrix és az  $L_{ik}$  vezetési mátrix között az alábbi kapcsolat áll fenn:

$$10. \quad \sum R_{im} L_{mk} = \delta_{ik} \begin{cases} 1 & \text{ha } i = k \\ 0 & \text{,, } i \neq k \end{cases}$$

vagyis az  $R_{ik}$  és  $L_{ik}$  mátrixok kölcsönösen reciprokal

egymásnak, másrészt, mint Onsager kimutatta, szimmetrikusak, tehát

$$11. \quad R_{ik} = R_{ki}, \quad L_{ik} = L_{ki}.$$

Írjuk most fel az entrópia időegységre eső változását kifejező 7.-beli egyenletet (az ún. entrópia produkciót) a 8., majd a 9. egyenletek figyelembevételével. Ekkor

$$12. \quad \dot{S} = \sum_k \left( \frac{\partial S}{\partial a_k} \right) \dot{a}_k = \sum_k X_k \dot{a}_k = \sum_{i,k} R_{ik} \dot{a}_i \dot{a}_k$$

és

$$13. \quad \dot{S} = \sum_{i,k} L_{ik} X_i X_k.$$

Most bevezetjük az ún. disszipációs függvényt a következőképpen:

$$14. \quad \Phi(\dot{a}, \dot{a}) = \frac{1}{2} \sum_{i,k} R_{ik} \dot{a}_i \dot{a}_k,$$

amely nyilvánvalóan az állapotváltozás sebességének a függvénye. Rögtön látható, hogy az  $X_i$  általános erők nézve a  $\Phi$  függvény általános potenciál jelleggel rendelkezik, vagyis

$$15. \quad X_i = \frac{\partial \Phi}{\partial \dot{a}_i} = \sum_k R_{ik} \dot{a}_k \quad (i = 1, 2, \dots, f).$$

Teljesen hasonló módon bevezethető a  $\Psi(X, X)$  függvény is, mely magától az állapotától függ

$$16. \quad \Psi(X, X) = \frac{1}{2} \sum_{i,k} L_{ik} X_i X_k.$$

Látható, hogy ezen  $\Psi$  függvény az általános sebességekhez rendelt potenciál szerepét játssza. Tehát

$$17. \quad \dot{a}_i = \frac{\partial \Psi}{\partial X_i} = \sum_k L_{ik} X_k$$

A 12. és 13. relációk alapján belátható, hogy a disszipációs függvénynek nevezett  $\Phi(\dot{a}, \dot{a})$  kifejezés és a  $\Psi(X, X)$  függvények egymással számszerűen megegyeznek, csupán más változókkal vannak kifejezve. Másrészt mindkét függvények éppen az irreverzibilis folyamat entrópia produkciójának a felével egyenlő, azaz

$$18. \quad \Delta \dot{S} = 2 \Phi(\dot{a}, \dot{a}) = 2 \Psi(X, X).$$

Még csak azt jegyezzük meg, hogy amilyen mértékben termodinamikai rendszerünk közeledik a sztatikai egyensúly állapotához, úgy  $\Delta \dot{S} \rightarrow 0$ , az  $S$  teljes entrópiának pedig értelemszerűen növekednie kell. Az entrópia ezen irreverzibilis növekedését egy folyamatban a 18. szerint egyaránt mérhetjük az  $\Phi(\dot{a}, \dot{a})$ , ill.  $\Psi(X, X)$  disszipációs függvények segítségével. Felírhatjuk végül a Meixner által „termodinamikai mozgásegyenleteknek” nevezett fenomenologikus relációkat a 6. és 8. összevonásával. Ekkor

$$19. \quad \sum_{k=1}^f (R_{ik} \dot{a}_k + g_{ik} a_k) = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, f).$$

A fenomenologikus relációk ezen alakját a szűkebb Onsager-féle elméletben azok legáltalánosabb alakjának tekinthetjük. Az elmondottak kizárólag olyan rendszerekre vonatkoznak, amelyekben ún. sebesség változók az állapotjellemben nem fordulnak elő. Ilyen általánosabb esetekre H. B. G. Casimir, S. Machlup és S. R. de Groot további eredményeit is figyelembe kell venni. Ezen általános elmélet ismertetése azonban még az elmondottak során követett formális eljárás mellett is igen messze vezetne, így nem foglalkozunk vele.



### 3. §. Az elmélet alkalmazásai

Az nyilvánvaló, hogy ezen elmélet lényegében véve magában foglalja a hagyományos hőelmélet (termosztatika) összes lehetséges alkalmazási területét, de természetesen olyan területekre is kiterjed, amelyek annak tárgyán kívül esnek. Így pl. egy vagy akár több komponensű rendszerekben keletkező termomolekuláris nyomáskülönbségek a kísérleti mérésekkel teljes megegyezésben számíthatók az elmélet alapján. Hasonlóan számot ad Onsager elmélete az ún. termomechanikai effektusról. Fontosak azok az eredmények, amelyeket Van der Vaals, Boyle, ill. különösen Knudsen típusú gázokban történő anyag és energiatranszportokkal kapcsolatosak. Hasonlóan mondhatók a folyadékokban végbemenő transzport jelenségekről is. Említésre méltó, hogy pl. a termomechanikai hatás ugyancsak ismeretes folyadékokban is, így pl. a hélium II. szuperfolyékony tulajdonságai lényeges mértékben szintén leírhatók az Onsager-féle elmélettel. Általában mondhatjuk, hogy Onsager elmélete, pontosabban annak Casimir és később Machlup által tovább fejlesztett formái a leginkább alkalmasak olyan termodinamikai folyamatok leírására, amelyek az abszolút nulla pont közelében mennek végbe. (Pl. „fountain” effektus.) A táblázatosan már felsorolt hatásokon kívül még a termoozmózist és az anizotrop testekben történő hővezetés problémáját említjük meg azzal a megjegyzéssel, hogy Onsager a róla elnevezett reciprocitási relációkat először ezen utóbbi kérdés tanulmányozásával kapcsolatban vezette le. Elektromos, ill. mágneses erőterben végbemenő hővezetés és energiaszállítás problémái a Hall-, ill. a Righi—Leduc-féle hatással kapcsolatosak. Mindezeket a jelenségeket az Onsager—Casimir-féle elmélet helyesen írja le, sőt azok egyidejű fennállása esetén bonyolult kapcsolataikról is számot ad. Hasonlóan gyakorlati szempontból — elsősorban a mérés technikát illetően — nagyfontosságúak a különböző relaxációs jelenségek, ill. ezek egyidejű komplex folyamatai. Szinte vég nélkül folytathatnánk azoknak a fontos jelenségeknek a felsorolását, amelyek modern elmélete az Onsager-féle nem-sztatikus termodinamikai folyamatok elméletével azonos (Nerst-effektus, Ettinghausen-effektus, Thomson, Bridgman stb. hatások). Ehelyett azonban inkább érzékeltetni szeretnénk legalábbis néhány speciális kérdésben konkrétan is azt a hatalmas fejlődést, amely ebben a tudományágban az utóbbi időben végbement.

A modern termodinamikát nem ismerő kutatók között általánosan elterjedt felfogás, hogy az idő fogalma a hagyományos termodinamika körébe nem vonható be, továbbá, hogy a termodinamika főfeladata a beállott egyensúlyokkal, ill. ilyen egyensúlyok közötti reverzibilis (azaz elvileg szintén egyensúlyi) folyamatokkal való foglalkozás. Ez a vélemény abból a tényből fakadt, hogy a hagyományos termodinamika (termosztatika) differenciálegyenleteiben időszerinti de-

riváltak nem szerepelnek. Onsager hatalmas érdeme elsősorban az, hogy felfedte az időnek a termostatikában való racionális bevezetésének módját, és ezzel kiemelte ezen elméletet sztatikus és nagymértékben idealizált jellegéből. Jelenlegi formájában a modern termodinamika természetesen még nem alkalmas időben igen gyorsan változó jelenségek leírására, de a kezdeti eredmények után komoly reményünk van az elmélet további jelentős kiépítésére is. Ha összehasonlítjuk a modern termodinamikát a klasszikus elektrodinamikával, akkor azt látjuk, hogy a hagyományos hőelmélet (termosztatika) megfelel az elektrosztatikának, míg a modern termodinamika ehhez úgy viszonylik, mint a stacionárius áramok tana az elektrosztatikához. Ebben a képben Onsager fenomenologikus egyenleteit, mint a különböző transzport folyamatok Ohm-féle törvényeinek sajátos szuperpozícióját kell tekinteni. Nem térünk ki arra az igen érdekes és filozófiai szempontból is jelentős kérdésre, amely egy sajátos termodinamikai időskála felismeréséhez vezetett. Pusztán megemlítjük, hogy ezen sajátos termodinamikai idő lokális jellegű, valamint, hogy a nem relativisztikus elméletben a fizikai (asztronómiai) időt egy egyszerű transzformációs egyenlet kapcsolja össze a termodinamikai idővel. Az asztromiai idő és a sajátos termodinamikai időskála közötti ezen kapcsolat igen hasonló az abszolút hőmérséklet skálának az empirikus hőmérséklet skálához való kapcsolataéhoz. Fontos megjegyezni, hogy Casimir, Machlup és de Groot munkái nyomán ma már sebesség változásokat is figyelembe tudunk venni, azaz a modern termodinamikában már gyorsulások is fellépnek, továbbá azt, hogy ezen elméleti eredmények nyomán az utóbbi időben több új effektust jósoltak meg.

De Groot és munkatársai a legutóbbi években hatalmas mértékben fejlesztették tovább Onsager eredeti elméletét. Említettük már, hogy Onsager elmélete exakt módon a termodinamikuss ingadozások általános elméletére épült. De Groot, Kluitenberg, Mazur stb. egyrészt kidolgozták a termodinamikuss ingadozásoknak mozgó közegekre is érvényes elméletét, másrészt számos fontos praktikus jelenség leírására alkalmazták azt. Így pl. jelentős eredményeket értek el centrifugákban, ultracentrifugákban történő diffúziós és más transzport jelenségek leírását illetően. Másrészt a hagyományos termodinamikában távolbaható erőket általában csak ritkán szoktunk figyelembe venni. Az Onsager—Casimir—Machlup—de Groot-féle elméletben távolbaható erők jelenléte és figyelembevétele megszokott dolog. Természetesen ezen tényezők nagymértékben befolyásolják a modern termodinamikában használt matematikai apparátus minőségét is. Ez abban nyilvánul meg, hogy eltérően a termostatika általában skaláris mennyiségekre vonatkozó parciális differenciál egyenleteitől, a modern elméletben vektor, ill. tenzor mennyiségek is lépten-nyomon szerepelnek, sőt a legújabb dolgozatok számítástechnikája kifejezetten matrix jelleggel rendelkezik.



Igen érdekesek azok a próbálkozások is, amelyek egy relativisztikus termodinamika kiépítésére irányulnak, természetesen egyenlőre csak a speciális relativitás elméletének megfelelő keretek között. De Groot és tanítványai ezen a téren kimutatták az Onsager-féle elmélet alapvető összefüggéseinek Lorentz invariáns voltát, Prigogine pedig megmutatta az Onsager-féle elmélet alkalmazhatóságának határait.

Külön kell megemlékeznünk azokról az eredményekről, amelyeket Onsager elmélete a termodinamikusság ingadozások általános elméletével közösen ért el. Ezen a téren elsősorban szovjet fizikusok — Landau, Lifszitz, Ginsburg, Leontovics — a vezető szerep. Ezek a vizsgálatok részben az ún. kritikus ingadozások jelenségeire vonatkoznak, de feltétlen említésre méltók a modern atomtechnikát szolgáló eredmények és számítások is. Ismeretesek az ún. vízfóraló atomreaktorok, amelyeknek az az előnyük, hogy a teljes üzemanyag mindenkor részt vesz a reakcióban és így nem szükséges szivattyúkat alkalmazni, mert a fejlődő vízgőz segítségével hevíthető az a kazán, amelynek gőzével már közvetlenül a turbinát működtetik. Az ilyen típusú reaktoroknál igen fontos kérdés az, hogy a nyomás alatt forrásban levő víz sűrűség ingadozását és természetesen más paraméterek ingadozását is pontosan ismerjük, legalábbis olyanokét, melyeknek közvetlen vagy közvetett befolyásuk van a reaktor működésére. Ugyancsak az általános termodinamikusság ingadozások elméletén keresztül szoros kapcsolatban van Onsager elmélete a különböző — elsősorban elektromos — mérőműszerek pontossági határát megszabó elméleti és gyakorlati vonatkozásokkal egyaránt. Hasonlóan szoros kapcsolatot mutat ez az elmélet a híradástechnikának egy újabb fejezetével, az ún. információ-elmélettel, melynek kidolgozása Shannon, Hinesin, Kolmogoroff és Wiener munkásságának köszönhető.

Végezetül egy olyan tárgykőről, illetve az irreverzibilis folyamatok termodinamikájának egy olyan tudományterületén való alkalmazási lehetőségéről kívánunk néhány szót szólni, amely különös mértékben nélkülözött és nagyrészt még ma is nélkülözi egy dinamikus hőelmélet segítségét. A kémiai reakciók mechanizmusával foglalkozó ún. reakciókinetika elméletére gondolunk. Ennek az elméletnek főfeladata annak a megállapítása, hogy valamilyen kíváncsi reakciót milyen körülmények között lehet megfelelő sebességgel lefolytatni. Adott esetekben természetesen figyelembe kell venni, hogy a termodinamikai egyensúly sajátos feltételei a megvalósításnak milyen konkrét határokat szabnak. Ezért azt is mondhatjuk, hogy a kémiai reakciók elméletének a feladata elsősorban azon kérdés megválaszolásában áll, hogy adott kémiai rendszer milyen sebességgel éri el a termodinamikai egyensúly feltételeit kielégítő egyensúlyi állapotát. A kémikusok által ismert, hogy jórészt még ma is, hasonlóan mint a reakciókinetika tudományának kezdetén, konkrét reakciósebességi mérések képezik a reakciókinetikai

kutatás gerincét. Ez nyilvánvaló és egyenes következménye annak, hogy reakciókinetikáról, mint egységes és összefüggő dinamikus elmületről még ma sem beszélhetünk. Ezen kérdés másik oldala az, hogy manapság egyre több és több reakcióról derült ki, hogy összetett természetű, vagyis a teljes reakció elemi, egyszerű reakcióknak a sorozatából áll. Ily módon az utóbbi időben előtérbe nyomult a reakció mechanizmusok vizsgálatának kérdése, amely alatt az összetett reakciók elemi lépéseinek értelmezését és ezeknek a teljes reakcióban való lefolyási formáinak a vizsgálatát értjük. Az természetes, hogy az általában mindig hőhatással járó kémiai reakciók dinamikus elméletének a kidolgozása nagymértékben összefügg egy dinamikus hőelmélet kidolgozásával, pontosabban az előbbi az utóbbit feltételezi. Ezen a téren jelentős lépés De Donder munkásságának köszönhető, aki bevezette az ún. reakciókoordinátának,  $\xi$ -nek, a fogalmát, majd ennek segítségével a kémiai affinitás fogalmának egzakt állapotfüggvény jellegű definícióját adta meg. Ismeretes, hogy irreverzibilis folyamatokra a termodinamika második főtétele

$$TdS - dQ = dQ' > 0$$

alakú, ahol  $dQ'$  a Clausius-féle nem kompenzált hő. De Donder affinitásfüggvénye a  $dQ'$ -nek a  $\xi$  szerinti deriváltja, azaz

$$A = \frac{dQ'}{d\xi}.$$

Reverzibilis folyamatoknál pedig

$$dQ' = A \cdot d\xi = 0,$$

amint az a hagyományos termodinamikának megfelel. Ezekből a kapcsolatokból már látszik, hogy a hagyományos kémiai termodinamika speciális esete De Donder irreverzibilis kémiai termodinamikájának. Bár De Donder termodinamikája kétségtelen lényeges fejlődést jelentett az addigi sztatikus leírásokhoz képest, a kémiai reakciók mechanizmusának általános problémáját közel sem oldotta meg. Onsager elmélete, mely speciális esetként De Donder kémiai termodinamikáját is tartalmazza, ugyancsak felvetett és meg is oldott néhány speciális reakciókinetikai problémát (pl. az ún. háromszögreakciók esetében), de a dolog lényegét tekintve ezen a területen a helyzet még ma is változatlan. Meg kell jegyeznünk, hogy Onsager elméletének kémiai alkalmazásait illető próbálkozások ma még igen kis számban vannak. Nézetünk szerint ennek fő oka elsősorban az, hogy az elméletet kiépítő kutatók elsősorban elméleti fizikusok, akiknek érdeklődési területe az említett tárgykörön kívül fekszik. Másrészt úgy látszik, hogy a kémiai reakciók mechanizmusának általános problémáját Onsager elmélete (legalábbis önmagában) nem tudja megoldani. Azonban az valószínű, hogy ezen elméletnek rendszeres ilyen vonatkozású alkalmazása a kémiai



reakciók bonyolult kapcsolatot mutató rendszerében nagy rendezőerővel fog bírni és így jelentős mértékben hozzájárul a reakciókinetikának egy egységes elméletté való kiépítéséhez. Különösen fontosak lehetnek ezen a téren azok a próbálkozások, amelyek az Onsager elméletnek megfelelő változó állapotok statisztikus mechanikájának a kiépítésére, ill. ennek a kémiai reakciók elméletében való alkalmazására vonatkoznak. Hasonlóan fontos szerep juthat ebben a vonatkozásban Prigogine által megkezdett azon vizsgálatoknak, amelyek az elmélet érvényességi határának a megállapítására irányulnak.

Összefoglalás helyett hangsúlyozom, hogy a jelen ismertetésben körvonalazott problémák csak rendkívül vázlatosak, továbbá még a pusztán felsorolást illetően is igen hiányosak. Lehetnek és vannak is szép számmal olyan kérdések, amelyek az érintetteknek fontosabbak, ill. nagyobb érdeklődési körre tarthatnak számot. Mentségemre szolgáljon, hogy hasonló jellegű vázlatos ismertetés még a külföldi irodalomban sem ismeretes, hazánkban pedig egyáltalán nem.

Gyarmati István  
Műszaki Egyetem  
Fizikai-kémiai Tanszék

## Az V. Magyar Fizikus Vándorgyűlés

Immár ötödször veszi kezébe tollát a krónikás, hogy beszámoljon a magyar fizikusok évenkénti találkozásáról.

Az idei vándorgyűlést az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Veszprémben rendezte meg augusztus 22. és 25. között. A vendéglátó intézmény a veszprémi Nehézvegyipari Egyetem volt és elmondhatjuk, hogy ezt a tisztelt kifogástalan előzékenységgel látta el. A vándorgyűlésnek kb. 140 résztvevője részben a Bakony Szállóban, részben az Egyetem diákszállójában nyert elhelyezést. Az étkezéseket az Egyetem szép menzáján bonyolították le. Az előadásokat az Egyetem modern, nagy előadótermében tartották. A csoportos utazás, az elhelyezés, az étkeztetés és általában a rendezés idén is igen jól volt megszervezve. Két külföldi vendégünk is volt, mindkettő a Német Demokratikus Köztársaságból: W. Messerschmidt professzor (Halle) és G. Heber professzor (Jena). Utóbbi előadást is tartott a térelmélet újabb fejlődésének kérdéseiről.

A vándorgyűlést 22-én reggel 9 órakor Gyulai Zoltán akadémikus, a Társulat elnöke nyitotta meg. Üdvözölte a jelenlevőket, a német vendégeket, Kónya Albert oktatásügyi minisztert és a veszprémi Nehézvegyipari Egyetem rektorát, Polinszky Károly professzort. Ezután Kónya Albert köszöntötte a Vándorgyűlést és ígéretet tett, hogy a jövőben, mint miniszter, még fokozottabban fogja támogatni a magyar fizikusok munkáját.

Ezután kezdődött meg a Vándorgyűlés érdemi munkája. Összesen harminc előadás hangzott el a négy nap alatt. (Ezek rövid tartalmi kivonatát lapunkban közöljük.) A legtöbb beszámoló a szilárd testek fizikájának tárgyköréből került ki, azonkívül szép számmal szerepeltek modern atommagfizikai előadások is. Az előadásokon kívül ismertették az elmúlt évben tartott relativitáselméleti, magfizikai, akusztikai és ultrahang, kísérleti atomfizikai és elektronfizikai kollokviumok anyagát is.

Az előadások időtartama általában 20 perc volt és sokszor szétágazó vita követte azokat. Megjegyezzük, hogy bár ezúttal hiányzott a régebbi vándorgyűlések „közkedvelt” színpoltja, az automatikus időjelző és riasztó „pokolgép” (azt egy egyszerű és diszkrétan tompított hangú vekker pótolta), a legtöbb előadó betartotta a kijelölt időtartamot. Mint komoly fejlődést könyvelhetjük el, hogy az előadásoknak a programban előre közölt sorrendjét szigorúan betartotta a rendezőség.

A Vándorgyűlést szombaton, 25-én délben Szigeti György lev. tag, a Társulat főtítkára rekesztette be. Zárszavában többek között hangsúlyozta, hogy az egyre sűrűbben rendezett speciálisabb témakörű kollokviumok mellett a plenáris jellegű vándorgyűléseknek is megmaradt a jelentősége és azok is hasznos szerepet töltenek be. Így a jövőben is folytatni fogjuk azokat. Kérte a jelenlevőket, hogy javaslataikkal tegyék még sikeresebbé a következő gyűléseket.

A szakmai programot széleskörű társadalmi tevékenység tette változatossá. 22-én este Polinszky rektor az Egyetem tetszetős klubjában fogadást adott a résztvevők egy csoportjának. 24-én vacsora után a Társulat vezetősége sörrel kedveskedett a Vándorgyűlés résztvevőinek. Szigeti György főtítkár ez alkalommal mondott köszönetet a veszprémi Egyetem vezetésének a szíves vendéglátásért. Több ízben nyílt alkalom a történelmi nevezetességű város műemlékeinek, valamint a környék természeti szépségeinek, a Balatonnak és a Bakony vadregényes völgyeinek megtekintésére. Még az is előfordult, hogy a kirándulók egy kisebb csoportja lekészte a vonatcsatlakozást s így „megmentésükre” (szakadó esőben) valóságos kis mentőexpedíciót kellett szervezni...

Mindent összevetve elmondhatjuk, hogy az idei vándorgyűlés is hozzájárult a fizikusaink különböző körei közötti kapcsolatok további elmélyítéséhez.

### AZ V. MAGYAR FIZIKUS VÁNDORGYŰLÉSEN ELHANGZOTT ELŐADÁSOK KIVONATAI

Faragó Péter

(KFKI Elektromágneses Hullámok Osztálya)

Igen nagy energiájú részecskék előállításáról

Az előadás vázolta a  $10^9$  eV nagyságrendű energiával bíró részek előállításának célját és módszereinek alapjait. Az igen nagy energiák előállítására szolgáló berendezések mérete rendkívül nagy és további növelésüknek a költségek már-már elviselhetetlen volta szab határt. A problémák megoldására a gyorsítók különleges kiépítése szolgál („erős fókuszálás”). A költségek csökkentése csak alapvetően új elvektől várható. Az előadás vázolt néhány kialakulóban levő elgondolást, amelyek

a nagy energiájú részek fizikájáról tartott moszkvai konferencián kerültek első ízben részletesebb megbeszélésre.

Szalay Sándor – Berényi Dénes

(Debreceni Kísérleti Fizikai Intézet)

Termonukleáris reakciók

A fúziós reakciók tanulmányozása különösen két irányban történt. Az egyik, a régebbi, a csillagászati út. Ezekre a problémákra nézve H. A. Bethe dolgozott ki egy máig is elfogadott elméletet, amelyben egy termonukleáris körfolyamatot tételez fel a Napban, illetve a



csillagokban. A termonukleáris reakció laboratóriumi körülmények közötti előállításával kapcsolatos legnagyobb nehézséget a sokmillió fokban hőmérséklet tartós fenntartásán kívül (megfelelő hőálló anyag, illetve edény hiánya) az jelenti, hogy kis tömeg esetén az energiasugárzás sebessége nagyobb, mint a termelés sebessége. Az előadás megvizsgálta azokat a fizikai körülményeket, amelyek között létrejöhet robbanásszerű termonukleáris reakció, hidrogénbomba robbanás, valamint azokat a tanulságokat, amelyeket az eddigi kísérletekre vonatkozó győren közzétett adatokból a robbanásnál lejátszódó folyamatokra vonatkozó feltételezések jelentenek.

Kálmán Gábor—Schmidt György—Simonyi Károly  
(KFKI Atomfizikai Osztály)

*A magenergiák hasznosításának esetleges újabb típusainál fellépő elvi fizikai problémák*

Az előadás többek között részletesen foglalkozott a teljesen ionizált gázplazmák sugárzásának fizikájával, a plazmák és makroszkópikus rendszerek valamint elektromágneses terek kölcsönhatásának kérdéseivel, az elérhető maximális energiakoncentrációval, nagy hőmérsékletek előállításának különleges módszereivel, elsősorban gyorsítóknak ilyen célú alkalmazásával.

Neszmélyi András—Simonyi Károly—Uzsoki Miklós  
(KFKI Atomfizikai Osztály)

*Vizsgálatok a neutrongáz viselkedésére vonatkozóan*

Az előadás ismertette először is a neutronok lassításának exakt tárgyalási módszerét. Az eredményeket különféle reaktorok méretezésénél lehet jól felhasználni. Részletesen tárgyalta a neutronerősítés fogalmát, a neutronerősítők stabilitását és kezelhetőségét, valamint gazdasági, biztonsági, didaktikai kérdéseket.

Fenyves Ervin  
(KFKI Kozmikus Osztály)

*Beszámoló a Po-expedícióval kapcsolatos nemzetközi együttműködésről*

Az előadó beszámolt a Po-expedíció alkalmával 1955 őszén exponált emulziós lemezek kiértékelésére alakult nemzetközi együttműködésről, az ilyen vizsgálatok jelentőségéről, az ún. „jet”-ek vizsgálatának általunk alkalmazott módszeréről és az eddig elért eredményekről.

Györgyi Géza—Marx György  
(KFKI Kozmikus Osztály és Bp. Tudományegyetem Fizikai Intézet)

*A mezonok, nukleonok és hyperonok kölcsönhatásaira vonatkozó kiválasztási szabályok*

Az előadás az elemi részek Gell—Mann—Pais-féle szisztematikájának ismertetése után rámutatott a ritka elemi részek izotóp multipllett elmélete néhány további kísérleti ellenőrzésének lehetőségére. Ha a részecskék töltését ellenkezőre változtatjuk és egyúttal az elektromos tér előjelét is ellentétesre változtatjuk, az így kapott rendszer ugyanazon törvényeknek tesz eleget, mint az eredeti rendszer. Ezt az átalakítást nevezzük töltéskonjugációnak, ebből következnek a pozitroniumra vonatkozó ismert kiválasztási szabályok. Egy másik szimmetriatulajdonsága a mezonter előjelének megváltoztatásakor és a teret keltő részecskék állapotának megfelelő transzformációjakor mutatkozó invariancia. További szimmetriatulajdonsága az elméletnek a nukleáris kölcsönhatásoknak az izotóp spin elforgatásaival és tükröz-

zéseivel szembeni invarianciája. Eszimetria-sajátságokat felhasználva a szerzők levezették a protonium pi-mezonokra és nehéz mezonokra való szétsugárzásának kiválasztási szabályait. Ezek összehasonlítása a tapasztalattal a közeljövőben lehetségessé válik és így az elmélet próbakövéül szolgálhat. Hasonló módon összefüggéseket lehet megállapítani a ritka részecskék keletkezésének és átalakulásának hatáskeresztmetszetei között.

Bernolák Kálmán  
(Optikai Kutató Laboratórium)

*Az optikai kép minőségének jellemzése*

A képmínőség karakterisztikáinak megállapításánál információelméleti alapról kell kiindulnunk. A klasszikus képmínőségjellemzőket (képhibák, feloldás, fényerő) részint pontosabb definícióval kell meghatároznunk, részint újakkal kell kibővítenünk. Az előadás tárgyalta a tárgyúság, élesség, kontrasztosság szerepét a képalakítás minőségének megállapításánál, és ezek alapján új elméleti toleranciákat állapított meg az optikai rendszerre vonatkozóan.

Ember György—Sándory Mihály  
(KFKI Radiológiai Osztály)

*Egyszerűbb felépítésű impulzusszámláló áramkörök megvalósíthatósági kérdései*

Egy áramkör stabil állapotait célszerűen a frekvenciával vagy a fázissal lehet kitüntetni. A szerzők azt tanulmányozták, hogy a gyakorlatban hogyan lehet az ebben rejlő lehetőségeket kiaknázni. Új impulzustárolási elvet dolgoztak ki több stabil fázisú áramkörök felhasználásával. Arra a következtetésre jutottak, hogy ilyen elv alkalmazásával lehet a legnagyobb tárolási képességű memóriakapcsolást realizálni. Megépítettek egy kísérleti számláló berendezést, amely 50 impulzust képes tárolni és csupán 2 db rádióvevő csövet igényel. Vizsgálatokat végeztek a maximális tárolóképesség, felbontóképesség és stabilitás elérése érdekében. Az új kapcsolás különösen alkalmasnak látszik nukleáris detektorok jeleinek regisztrálására, valamint amplitúdóanalizátorok csatorna-impulzusainak tárolására.

Deézi Irén—Mátrai Tibor  
(KFKI Spektroszkópiai Osztály)

*Újabb sávok a NO-molekula szinképének  $\gamma$ ,  $\beta$ , és  $\epsilon$  sávrendszerében*

Kvarc-csőben platina-elektrodok között egyenárammal táplált Geissler-kisülést létesítettek áramló ritkított NO-gázban; a kisülést a csőre merőleges irányban figyelték meg. A leírt fényforrásnak  $\lambda = 2200 \text{ \AA}$ -tól  $4200 \text{ \AA}$ -ig terjedő szinképét autokollimációs kvarcspektrográffal vették fel. Így sikerült hat új  $\gamma$ -sávot lefényképezni. Felvételeiken még két új  $\beta$ -sávot is találtak, de az ún.  $\epsilon$ -rendszerből is szerepel két új sáv. Az (5,4)  $\beta$ -sávnak megjelenése megerősíti azt az újabb feltevést, hogy a  $\beta$ -sávok predisszociációs határa nem lehet  $v' = 6$  alatt.

Dr. G. Heber  
(Jenai Egyetem, Elméleti Fizikai Intézet)

*A nukleonok mezonelméletének újabb eredményei*

Az összefoglaló előadás beszámolt az erőterek kvantumelméletének újabb eredményeiről, valamint a feltepett nehézségek kiküszöbölésének várható útjairól. (Az előadás teljes szövegét a Magyar Fizikai Folyóirat fogja közölni.)



Almásy Andor—Bozóky László

(Nehézvegyipari Kutató Intézet és KFKI Radiológiai Osztály)

*Ritkaföldfémek neutron-aktiválásával kapcsolatos vizsgálata*

A kísérleti anyagok aktiválására a munkák kezdetén egy 350, ill. 500 mg Ra-al működő fotoneutronforrást készítettek, végül 125 mg Ra + Be-os neutronforrással végezték az aktiválást. A neutronforrásokkal kapcsolatos méréseket telepos számlálóval és végablakos számlálócsővel, míg az aktivált anyagok fajlagos aktivitására stb. vonatkozó méréseket egy 64-es leosztású számlálóval és áramló folyadékok aktivitásának mérésére alkalmas számlálócsővel végezték. A kísérletek során lantán, praeodimium, samárrium, eurórium, diszprózium, holmium és itterbium oxidját szilárd állapotban, illetve kloridjuk vizes oldatát aktiválták. Az elemek azonosítása a felezési idők mérésével történt. Sikerteljes adatokat kapni ionkicserélő oszlopok optimális elválasztási körülményeire és ún. lépesőzetes kromatográfiás eljárást kidolgozni a ritkaföldfémek egymás melletti mennyiségi meghatározására.

Berecz György—Szilvási Árpád  
(KFKI Radiológiai Osztály)

*Szórt és visszaszórt sugárzás dózisértékeinek meghatározása röntgensugárzásnál fantomokon végzett mérésekből*

A testek belsejében a szórt sugárzásból eredő rész-dózis tetemes értékeket (40–50%) érhet el, melynek vizsgálata a dozirozás szempontjából igen lényeges. A szerzők a szórt sugárzás dózisértékeit határozták meg különböző fantomokban, lehetőség szerint egyes esetekben alkalmazva a G. Fuchs által bevezetett mérési eljárást, mely a szórt és visszaszórt sugárzásokból eredő dózisértékek szétválasztását is lehetővé teszi.

Orient Ottó—Vizsolyi Endre  
(KFKI Radiológiai Osztály)

*Újabb töltőgázokkal működő számlálócsövek termikus neutronok mérésére*

A neutrondetektálás határfoka növelhető a molekulában jelenlevő bóratomok számának növelésével. A szerzőknek nagy tisztasági fokban sikerült előállítaniok boránféleségeket, elsősorban diborán gázt. Az előállított gáz megfelelő tisztaságú és alkalmas számlálócső töltésére. Az ezzel készített számlálócsövekkel végzett kísérletek igazolták, hogy azonos geometriájú bórhalogénid, illetve bóralkil töltésű csövekhez képest a diborán gázzal töltött számlálócsövek kétszeres hatásfokúak.

Hoffmann Tibor  
(TÁKI)

*Az olvadás elmélete*

A szilárd testek olvadásának eddigi elméletei nem kielégítőek. A nehézségek többek között abból erednek, hogy a probléma tárgyalásánál a különböző szerzők ideális kristályt vesznek figyelembe. A szerző számításában a kristályt lyukhibákkal (Frenkel defektusok) rendelkező véges kristálynak tekintette. Így az adódott, hogy a kristálytípustól függően 500–9000 számú atomból álló kisebb csoportok alakulnak ki még egy kristályon belül is. Ezeknek a figyelembevételével az olvadáspont, olvadási entrópia, olvadáshő, olvadási lyukkonzentráció, fajhőanomália az olvadáspont körül kvantitatíve jó eredményekkel számíthatók, míg egyes jelenségek (túlhűtés, túlhevítés, nem egyensúlyi jelenségek, amorf álla-

potok) kvalitatíve magyarázhatók. Kisebb vagy nagyobb atomcsoportokból való felépülés esetén folytonos olvadás lép fel az ugrásszerűvel szemben, illetőleg metastabil állapot.

Gilde Ferenc

(Bpesti Tudományegyetem, Elméleti Fizikai Intézet)

*Anyagromlás termodinamikai okokból*

Egy kémiai kötés csak akkor fog külső behatás nélkül elszakadni, ha a kötés irányába eső vibráció energiája eléri az aktiválási energiát ( $\epsilon$ ). Ha a vibráció energiája éppen  $\epsilon$ , és a vibráció frekvenciája  $Z$ , akkor a kötésnek  $Z e^{-\epsilon/kT}$ -ed része fog másodpercenként elbomlani. Ezen mennyiség reciproka adja egy kötés átlagos élettartamát. Ha még figyelembe vesszük, hogy a bonyolultabb kémiai anyagok esetében elegendő a kötések néhány %-ának átalakulása ahhoz, hogy az anyag tulajdonságai megváltozzanak, máris adatokat nyerünk az illető anyag élettartamára.

Sándor Endre—Csordás László

(Bpesti Tudományegyetem Fizikai Intézet)

*A nátriumtioszulfát anhidrid I. finomszerkezete*

A szerzők a kristály röntgenvizsgálatát Weissenberg-goniométerrel végezték. A kristály szimmetriáját Laue-felvételekből határozták meg egy új fotográfiai módszerrel. A vizsgálatok szerint a kristály a monoklin rendszerbe tartozik, s rácsparaméterei

$$\begin{aligned} a &= 6,50 \pm 0,05 \text{ \AA}, & b &= 8,12 \pm 0,01 \text{ \AA}, \\ c &= 8,52 \pm 0,02 \text{ \AA}, & \beta &= 95^\circ 4' \pm 16'. \end{aligned}$$

A kristály atomelrendezését az elemi cellán belül először Patterson szintézissel akarták tisztázni, azonban az ennek alapján felállított közelítő atomelrendezés annyira hibásnak bizonyult, hogy a szokásos finomítási módszerekkel nem lehetett javítani rajta. Ezért célszerűnek látszott a Patterson szintézis helyett direkt módszerekkel megpróbálkozni. Evégből meghatározták 48 nagy abszolút értékű szerkezeti tényező előjelét, majd ezekből kiindulva a Zachariasen egyenlet segítségével statisztikai módszerrel leszámoltatták majdnem az összes Okl és hOl típusú szerkezeti tényező előjelét. Az ezek segítségével elkészített két vetületű Fourier szintézis már az összes atomkoordinátákat kielégítő pontossággal adta.

Gémesi József—Lendvay János

(Bpesti Tudományegyetem Fizikai Intézet)

*Vizsgálatok Seignette-sóból készült piezoelektromos kristályszöveteken*

A szerzők Seignette-só olvadékból készült piezoelektromos szövetek fizikai tulajdonságainak változását mérték az érés folyamatában. Mikrofotográfiai úton rögzítették az érés egyes fázisait. Megmérték a megért lemezek hőtágulási együtthatójának, fajlagos ellenállásának és dielektromos állandójának orientációfüggését széles hőmérsékleti intervallumban.

Nagy Imre—Pál Lénárd

(KFKI Ferromágneses Osztály)

*A ferromágneses rezonancia vizsgálata különböző anyagokban*

Az előadás ismertetette azon vizsgálat eredményét, amely a vas-nikkel, magnetit és nikkel-ferrit próbatestek rezonancia görbéit vizsgálta és meghatározta egyes anyagokra a Landé-féle faktor értékét. Diszkutálta a



rezonanciafrekvencia helyes megválasztásának problémáját. Ferromágneses rezonanciát — előadók tudomása szerint — először mértek hazánkban.

Budó Ágoston

(Szegedi Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézet)

Vizsgálatok a szekundér-fluoreszcenciára vonatkozólag

Egy jól definiált és kísérletileg is kielégítően megvalósítható gerjesztési és megfigyelési módot alapulvéve, fenomenológiai megfontolások segítségével meghatározták azt, hogy egy spektrofotométerbe jutó  $B(\lambda')$  erősségű lumineszcencia sugárzásban a primér mellett milyen arányban van képviselve a szekundér lumineszcenciafény.  $B(\lambda')$  a következő alakban írható:

$$B(\lambda') = \text{konst } \eta_\lambda f(\lambda') \frac{1 - e^{-(k_\lambda + k_{\lambda'})l}}{(k_\lambda + k_{\lambda'})l} \left(1 + \frac{S}{P}\right),$$

ahol  $\eta_\lambda$  a fluoreszcencia hatásfoka a  $\lambda$  hullámhosszúságú gerjesztő-fény mellett,  $f(\lambda')$  a fluoreszcencia-fény keregett valódi spektrális eloszlása,  $k_\lambda$ , ill.  $k_{\lambda'}$  az  $l$  rétegvastagságú oldat abszorpciós együtthatója,  $S/P$  pedig — a szekundér és primér lumineszcencia-fény intenzitásának aránya — a  $k_\lambda$  és  $k_{\lambda'}$ -nek egy meglehetősen bonyolult függvénye. A szekundér fluoreszcencia befolyására kapott kvantitatív összefüggés lehetővé teszi azt, hogy az oldatok abszolút belső kvantumhatásfokát aránylag egyszerű mérésekkel meghatározzák. Lényeges szerepe van a szekundérfluoreszcenciának a lumineszcencia polarizációs viszonyainak tanulmányozásánál is.

Gergely György—Hangos István—Ádám János—Tóth Istvánné—Pozsgay Györgyi  
(TÁKI 2. sz. Lab.)

Lumineszkáló anyagok hatásfokának meghatározása katód-sugárgerjesztés esetén

Vizsgálatokat végeztek 15 kV gyorsítófeszültség, továbbá 10  $\mu\text{A}/\text{cm}^2$  áramsűrűség határokig. A vizsgálatokhoz felnyitható vákuumrendszerű, fényporvizsgáló katódsugárcsővet építettek. Spektoradiométerrel meghatározták az egyes anyagok spektrális energiaeoszlását, továbbá, hogy a világítórétegek teljes fényemissziójának hányadrésze jut a spektoradiométerre. A fényenergia abszolút méréséhez a fényporminták helyére illeszthető etalon diffúz fényforrást készítettek, melynek emisszióját termisztor bolométer segítségével határozták meg abszolút egységekben. Az anyagok hatásfoka függ a gerjesztő elektronok energiájától, továbbá a gerjesztés intenzitásától. Méréseik szerint a hazai készítésű fényporok elérik az irodalomban közölt színvonalat.

Lukács József  
(VIKI)

Nernst-Ettingshausen effektus mérése szilíciumkarbidon

A szerző a méréseket egyenáramú mágneses térben végezte, részben polikristályos rendszerek szinterelt darabjain, részben nyomás alatt olvasztott szilíciumkarbidgyedeken. Az effektus termovillamos hatásfokának meghatározásakor kizárólag a kivehető villamos teljesítményt és a betáplált hőteljesítményt állította egymással arányba, és az alábbi képletet nyerte:

$$\eta \approx \frac{Q^2 H^2 \Delta T}{4 q_k \sigma_k}.$$

Itt  $Q$  az  $N-E$  konstans,  $H$  mágneses-térerősség,  $\Delta T$  a hőfok-különbség a végpontok között,  $q_k$  az anyag közepes fajlagos villamos ellenállása,  $\sigma_k$  a közepes hővezetőképessége a  $T_1-T_2 = \Delta T$  hőfokok között.

Gombay Lajos

(Szegedi Tudományegyetem, Kísérleti Fizikai Intézet)

Újabb vizsgálatok CdS félvezetőrétegeken

A szerző indirekt párologtatási módszerrel nagyfelületű CdS-cellákat készített. A szulfidálás folyamatát a réteg ellenállásának mérésével figyelte meg. A kapott réteg fényérzékenysége spektrális eloszlása a CdS ismert fényérzékenységi görbéjével egyezett meg. A vezetőképesség hőmérsékleti változásából megkapta a töltéshordozók energiáját. Meghatározta továbbá a vezetési sáv és a csapdanívok közti energiakülönbséget.

Nagy Elemér  
(HIKI)

Erős elektromos terekben fellépő jelenségek

A szerző közelítő módszerrel meghatározta bizonyos energiánál nagyobb energiával rendelkező elektronok számát erős elektromos tereknek kitett szigetelőkben. Az eloszlási függvényt gömbszimmetrikus Maxwell-eloszlásnak tekintette, de nem az atomrács hőmérsékletén, hanem egy, annál magasabb „elektronhőmérsékleten”. Ezt a magasabb hőmérsékletet úgy állapította meg, hogy a térből felvett és a rácsnak különböző kölcsönhatások révén leadott energiák azonosságát követelte, amivel a Joule-törvény teljesülését is biztosította. Ezen módszert alkalmazta az elektrolumineszcencia jelenségek közti egyes kapcsolatok megállapítására.

Boros János—Jeszenszky Béla

(Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyet. Mérnök-kari Kísérleti Fizikai Intézet)

A  $\text{V}_2\text{O}_5$  félvezető

A vezetőképesség értékét (–) 180 – (+) 200  $^\circ\text{C}$  intervallumban mérték. Az aktivációs energia 0,40 eV. A vezetés struktúra-érzékeny. Hosszú hőkezelés, oxidálás ellenére sem változik a vezetőképesség értéke. Hosszú ideig tartó redukálás esetén a kristály felülete  $\text{V}_2\text{O}_3$ -á alakul át, ez a kristály átalakulatlan részében az elektromos tulajdonságokat nem változtatja meg. A  $\text{V}_2\text{O}_5$  anyag igen jól rekrisztallizál már szobahőmérsékleten is.

Morlin Zoltán

(Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyet. Mérnök-kari Kísérleti Fizikai Intézet)

Tl-val aktivált NaCl rekrisztallizációs foszforok lumineszcenciája

A Tl aktivátor beépítése rekrisztallizációval történt, a pornak 1000–10 000  $\text{kg}/\text{cm}^2$  nyomással 20–600  $^\circ\text{C}$  hőmérsékleten pasztillává préselésével. Az uv-val gerjesztett pasztillák foszforeszcenciájának lecsengését multiplierrel vizsgálta a szerző. A foszforeszcencia-lecsengés során kisugárzott összfény a Tl-koncentráció, a préselési hőmérséklet, illetve a préselés utáni hőkezelés függvénye. A pasztillává préselés után kipihenési effektus lép fel, melynek során a kisugárzott összfény fokozatosan csökken.

Újhelyi Sándor—Voszka Rudolf—Gólián Béláné  
(Egyetemi Orvosfizikai Intézet, Bpest)

Kadmiumsulfid egykristályok előállítás és néhány tulajdonságuk

Kadmiumgőzöknek és kénhidrogéngáznak 900  $^\circ\text{C}$  körüli hőmérsékleten indifferens gáz jelenlétében való összehozásával kadmiumsulfid gőzöket állítottak elő,



amelyek megfelelő kísérleti körülmények között alacsonyabb hőmérsékleten kristályok alakjában rakódnak le a gőzfázisból. Mérték a nyert kristályok sötétáramát, a fotoáram spektrális eloszlását és megfigyelték az ultraibolya fénnel gerjesztett kristályok fluoreszkálását, összehasonlítva az irodalmi adatokkal. Megmérték a fotovezetés spektrális eloszlását, a fényintenzitás-áramerősség görbáját, a fotoáram függését a röntgencső anódáramától, valamint az áram időbeli lefolyását.

Tóth Lajos

(Bp. Tudományegyetem, Kísérleti Fizikai Intézet)

*Haladó gázkisüléses hidegkatódos decimális számláló-csővek*

A munka célja az volt, hogy megállapítsa, mely paraméterek határozzák meg a hidegkatódos dekatronok számlálási sebességét. Ez nagymértékben függ az alkalmazott gázkeverék összetételétől, a gáz nyomásától és az elektróda-geometriától. A gázkisülés továbbítása sebességének jellemzésére bevezethető az ionizációs csatolás fogalma, mely az említett paraméterek eredményeként előállt gyújtási és továbbgyújtási, valamint az égési feszültségeket tartalmazza. Az előadás beszámolt a Radiológiai Osztályon készített Argon és Neon-Argon töltésű hidegkatódos dekatronokról.

Nagy Károly

(Bp. Tudományegyetem, Fizikai Intézet)

*Dipólus-részecskék mozgásegyenlete*

A szerző Infeld újabb módszerének alapján meghatározta a spinnel és mágneses momentummal rendelkező ré-

szecskék mozgásegyenletét. A részecskéket pontszerűnek tekintjük: a tömeg-, töltés- és momentumsűrűséget a Dirac-féle  $\delta$ -függvénnyel reprezentáljuk. A  $\delta$ -függvény használata a számításokat igen egyszerűvé teszi, aminek következtében a tárgyalás — szemben a hasonló vizsgálatokkal — rövid és áttekinthető.

Rieger Éva—Sebestyén L. Gábor—Váradi F. Péter  
(TÁKI)

*Gázfelszabadulás oxidkatódok aktiválásakor*

A mérések elvégzésére a rádiófrekvenciás tömegspektrométer mutatkozott nagyon alkalmasnak. Az oxidkatódok aktiválásakor felszabaduló gázok analizisét katódsugárcsővekben használt, közvetett fűtésű oxidkatódokon végezték. Kísérleteik szerint az aktiválás folyamán felszabaduló gáz leglényegesebb komponensei:  $H_2O$ ,  $N_2$ ,  $CO$  és  $CO_2$ . Ezen komponensek parciális nyomását és az összenyomást folyamatosan mérték rádiófrekvenciás tömegspektrométerrel.

Pócza Jenő

(Bpesti Tudományegyetem, Kísérleti Fizikai Intézet)

*Vékony felületi rétegek vizsgálata elektrondiffrakció segítségével*

Általános bevezetés után az előadó az olvadt alumínium felületén kialakuló oxid-réteg általa végzett szerkezeti vizsgálatáról számolt be. Ismertette Zorl kísérleteihez kapcsolódó vizsgálatait, kristályfelületekre párologtatott In rétegek szerkezeti kialakulásáról. A kiváló adhéziós tulajdonságokkal rendelkező In rétegek egyes esetekben kitüntetett orientációval rendelkeznek.

## AZ EGYESÜLETBEN ELHANGZOTT ELŐADÁSOK\*

*Előadások 1955. évben*

1955. szept. 5.

*P. Radványi: (Paris) Über einen vor kurzem entdeckten Vorgang in der Kernphysik: Die Erregung von Atomkernen durch vorbeifliegende geladene Teilchen*

Szept. 9.

*C. G. Schuhl: (Paris)  $\gamma$ -n magreakciók*

Szept. 14.

*F. Canac: (Paris) Az ultrahang tudományos és technikai alkalmazása*

Szept. 26.

*Jánossy Lajos—Pál Lénárd—Simonyi Károly: Az atomenergia békés felhasználása (Beszámoló a genfi értekezletről)*

Okt. 3.

*Novobátsky Károly: Albert Einstein emlékülés*

Okt. 10.

*Bozók László: Beszámoló az izotópok felhasználásával kapcsolatos szovjet tanulmányútról*

Okt. 17.

*Włodzimierz Kolos: (Varsó) Anyagszerkezeti kutatások neutronszugárakkal*

\* Helyhiány miatt ezúttal csak az előadások címeit közölhetjük.

Okt. 24.

*Györgyi Géza: A magerők töltésfüggetlensége és a könnyű atommagok energianívói*

Okt. 31.

*Artur Lösche: (Lipce) Kristályvíz molekulák vizsgálata atommagok paramágneses rezonancia abszorpciója segítségével*

Nov. 14.

*Freud Géza: Poláris folyadékok dielektromos viselkedéséről*

Nov. 21.

*Sándor Endre: A 60 éves röntgen-sugárzás*

Nov. 28.

*Fenyő István: A disztribúció-elmélet és annak alkalmazásai*

Dec. 5.

*Nikola S. Kalitzin: (Szófia) 1. A protonok és hyperonok szerkezetéről. 2. A relativisztikus két- és többtest-probléma egy új közelítő megoldásáról*

Dec. 9.

*Fényes Imre: Az entrópia 100 éves*

Dec. 12.

*Somogyi Antal: A kozmikus sugárzás kiterjedt légi-záporainak kutatása a Szovjetunióban*

Dec. 19.

Az 1955. évi Bródy Imre és Schmid Rezső díjkiosztó ülés



*Előadások 1956. évben*

1956. jan. 16.

*Bodó Zalán—Faragó Péter*: Angliai beszámoló

Jan. 23.

*Korodi Albert*: Elektrodinamikus szivattyú folyékony alkálifémek számára

Febr. 6.

*Fényes Imre*: A termodinamikus potenciálok extremum tulajdonságai és a Le-Chatelier—Braun elv

Febr. 13.

*E. Friedlaender*: (Bukarest) A K-mezonok és hyperonok egyes kérdéseiről

Febr. 20.

*Tarnóczy Tamás*: Halláslokalizáció és a térhatású hang-visszaadás

Febr. 27.

*Valkó I. Péter*: A fizikai ismeretterjesztés problémái

Márc. 5.

*Gyulai Zoltán*: Beszámoló a Leningrádi Félvezető Kongresszusról

Márc. 12.

*Gyarmati István*: Egy dinamikus hőelmélet

Márc. 19.

*Náray Zsolt*: Beszámoló a Szovjetunióban tett útról

Márc. 26.

*Palócz István*: Ankét Vlaszov: Vákuumsövek c. könyvről

Ápr. 6.

*L. Rosenfeld*: (Manchester) Atommagmodellek

Ápr. 7.

*G. Hertz* (Lipce): Tömegspektroszkópok

Ápr. 9.

*Voszka Rudolf*: Ultraibolya dózismérés

Ápr. 16.

*Kiss Dezső*: Kormeghatározás  $C^{14}$ -gyel

Ápr. 23.

*Jánossy Lajos*: A maximális valószínűség-számítás módszere és egyes alkalmazásai

Máj. 7.

*Román Pál*: Az antiprotonról

Máj. 14.

*Somogyi Antal*: A kozmikus sugárzás kiterjedt légizaporainak kutatása Magyarországon

Máj. 21.

*Gyulai Zoltán—Marx György—Simonyi Károly—Tarián Imre*: Beszámoló a Német Demokratikus Köztársaság Fizikai Társulat Kongresszusáról

Máj. 28.

*Turchányi György*: Szilárd testek felületi feszültsége

Jún. 12.

*Marx György*: James Clark Maxwell

Szept. 11.

*Dr. E. H. S. Burhop*: (London) Fundamental Research in Nuclear Physics in Great Britain

Szept. 20.

*W. Holzmüller*: (Leipzig) Neuere Ergebnisse in der Physik der Hochpolymere

Szept. 26.

*R. A. Kaisev*: (Szófia) Fémek elektrolitikus leválasztása

Okt. 1.

*R. Ritschl*: (Berlin) Magok deformálhatóságának meghatározása spektroszkópiai úton

Okt. 15.

*Novobátzky Károly*: Ludwig Boltzmann (Megemlékezés halálának 50. évfordulójáról)

Okt. 22.

*Györgyi Géza*: Újabb eredmények a nehéz mezonok és elméletében

*Középiskolai tanári előadások*

1955. évben

Jan. 10.

*Jánossy Lajos*: A relativitáselmélet óraparadoxonáról

Febr. 2.

*Hoffmann Tibor*: A fémek elektromos vezetőképességének elmélete

Márc. 2.

*Szigeti György*: A világítás problémái

Ápr. 6.

*Barát Zoltán*: A televízió képfelvevő csövei

Jún. 11.

*Vermes Miklós*: A középiskolai tanulmányi verseny példái

Okt. 5.

*Almár Iván*: Tudományos tervek és eredmények az űrhajózás területén

Nov. 9.

*Szalay Sándor*: Az atomenergia nyersanyagforrásai

Dec. 7.

*Jarács György*: Modern csillagászati távcsövek

1956. évben

1956. febr. 15.

*Marx György*: Pozitronium

Márc. 7.

*Marx György*: Termonukleáris reakció

Ápr. 11.

*Pócza Jenő*: Optikai kísérletek

Máj. 9.

*Bodó Zalán*: A tranzisztor

Jún. 18.

*Vermes Miklós*: A középiskolai tanulmányi verseny példái

Dec. 29.

*Vermes Miklós*: Az Eötvös-verseny díjainak kiosztása



## BESZÁMOLÓ

AZ

### ELEKTRONFIZIKAI KOLLOKVIUMRÓL

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1956. április 25. és 27-ike között rendezte meg Dobogókőn az első hazai Elektronfizika Kollokviumot. A kollokvium az Egyesület által régebben rendezett magfizikai, relativitáselméleti stb. kollokviumok mintájára önálló eredmények ismertetését és diszkusszióját kívánta elősegíteni. A kollokvium megrendezése különösen azért látszott fontosnak, mert az elektronfizika egyes ágaiban Magyarországon régi tradíciójú, nemzetközi elismerésnek örvendő csoportok dolgoztak, anélkül azonban, hogy ezen csoportok között erőteljes tudományos kapcsolat, éppen diszkussziók és személyes találkozások formájában biztosítva lett volna.

Tárgykörét tekintve a kollokvium két részre bontható:

- a) az emisszió problémájával, illetve;
- b) az elektronoptikával és alkalmazásaival foglalkozó előadások.

Az emissziós problémákkal foglalkozó részt *Winter Ernő* akadémikus összefoglaló előadása nyitotta meg. Előadásában a modern mikrohullám és speciális elektroncsövek által a katódokkal szemben támasztott követelményeket foglalta össze. Ezek után összefoglalta a katódok fejlesztésében a második világháború óta külföldön kialakult irányokat és az ezzel kapcsolatos fejlesztési munkák eredményeit. Előadásának befejező részében a Budincsevicsek Andorral együttesen kifejlesztett ún. migrációs-katód típus tulajdonságait ismertette. Előadása alapján megállapítható volt, hogy a migrációs katódok több tekintetben felülmúlják a külföldön kifejlesztett katód típusokat.

Az izzó-katódok kérdésével foglalkozott egy másik szempontból *Magdó István* előadása, aki oxid-katódok telítési áramának mérésére dolgozott ki egy új, tömegmérések céljaira is jól használható módszert. A módszer elméleti alapjainak és gyakorlati megvalósításának ismertetése után a szerző kitért eljárásának élettartam meghatározásokra való alkalmazási lehetőségére is.

A fentiekől eltérő vonatkozásban foglalkozott az emisszió kérdésével *Orient Ottó*, aki a plátó merekség problémáját vizsgálta GM-csőknél. Vizsgálatai alapján megállapította, hogy a plátó merekség és a GM-csővekben használt katódanyag kilépési munkája között egyértelmű összefüggés van.

*Stark Gyula* elektromikroszkópok számára kifejlesztett hideg katódok kérdésével foglalkozott. Előadásában összehasonlította a hideg katódokat az izzókatódokkal és ismertette ezirányban végzett vizsgálatait, kitérve a hazai kísérleti elektronfizika konstruálására.

Nagyvákuumban létrejövő elektromos kisülések kérdéseivel foglalkozott előadásában *Schmidt György*. Kísérletei alapján kimutatható volt, hogy ezen, eddigieken irodalmilag nem tisztázott kérdés egységesen tárgyalható a 20–100 kV-ig terjedő feszültségtartományban.

*Náray Zsolt* és *Varga Péter* előadása belső katódos elektroncsörsorozók sötétáramának problémáit ismertette. Az említett csörsorozóknál fellépő buraeffektus részletesebb analízisével kimutatták, hogy a sötétáram impulzusok létrehozásában a bura belső felületének jelentős szerepe van.

A kollokvium elektronoptikával és annak alkalmazásaival foglalkozó része *Faragó Péter* osztályvezető összefoglaló előadásával kezdődött. Ennek során az elektronfizika két időszakos kérdése került tárgyalásra. Irodalmi adatok összefoglalásával megállapítható volt, hogy az elektron elektromágneses momentuma kb. 0,1%-kal eltér a Bohr magneton értékétől. Ezen eltérés pontos vizsgálatára külföldön tervezett mérések ismertetése után az előadó saját kísérletei elrendezésének terét tárgyalta. A másik problémakör, mellyel az össze-

foglaló előadás foglalkozott, a nagyenergiájú részek elektron-optikai vonatkozása: az ún. erős fókuszálás kérdése, amely különösen a nagyenergiájú gyorsító berendezések tervezésével kapcsolatban igen nagy jelentőséggel bír.

*Zakariás Imre* előadásában a potenciál minimum helyének meghatározására adott meg kis katód-rács távolságú elektroncsövekben is alkalmazható eljárást.

Az elektronoptikai vizsgálatok céljaira készült elektrolitikus tank konstrukciójának és kivitelezésének elméleti és gyakorlati vonatkozásait tárgyalta *Nagy Gyula*.

*Erdélyi János* klisztronoknál mutatózó szétesoportosító erők vizsgálatára dolgozott ki eljárást. Tekintettel arra, hogy ezen jelenségek normális körülmények között igen magas frekvenciákkal mennek végbe és így vizsgálatuk súlyos nehézségekbe ütközik, egy ionos modellt dolgozott ki, melyen a keresett mennyiségek kényelmesen meghatározhatók.

Elektronok számára tervezett integrális impulzusanalizátort ismertetett *Barra Péter* és *Gróma Géza*. Az analízátor felépítése igen egyszerű és elméleti vizsgálatok alapján kimutatható volt annak könnyű hitelesíthetősége is.

*Stricker György* igazgató elektroncsörsorozók mágneses modulációjának módszereit és alkalmazhatóságának határait tárgyalta előadásában. Ezzel kapcsolatban beszámolt azokról a vizsgálatokról, melyek a mágnesfotorendszerű mikrofotométer működési mechanizmusának részletes tisztázására irányultak.

*Müller Tivadar* akadémikus wolfram rekristalizációjának lefolyását vizsgálta egy elektronoptikai leképző rendszer segítségével. A módszer alkalmazásával meghatározásra került az átlagos kristálynövekedési sebesség különböző wolfram drótfajták esetében. A további vizsgálatokból számos, a rekristalizáció jobb megismerését szolgáló eredmény várható.

*Sugár Irén* a mikromennyiség elektromikroszkópos mérésének kvantitatív elvégzésére kidolgozott technikát ismertette. Az előadott eljárás alkalmazásával  $10^{-8}$ – $10^{-10}$  cm<sup>3</sup>-es kalibrált mikromennyiségek állíthatók elő.

*Hutter Ottó* a katódsugárcső ernyő üvegyanyagának szerepéről beszélt elektron-optikai problémákkal kapcsolatban. Megadta az elektron-optikai jelenségek és a kép tányér üveg elektromos vezetőképessége között fennálló összefüggést.

A fent ismertetett előadások nagymértékben elősegítették, hogy az egyes kutatók egymás munkáját megismerve, tapasztalataikat ki tudják cserélni és több, a határterületen érintkező problémákban együttműködés jött létre az egyes kutatócsoportok között.

N. Zs.

### ANKÉT A FIZIKAI ISMERETTERJESZTÉS IDŐSZERŰ PROBLÉMÁIRÓL

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1956. február 27-én ankétot tartott a fizikai ismeretterjesztés időszakos problémáiról. Az alábbiakban közöljük az ankét kivonatát jegyzőkönyvét.

*Szigeti György* elnök megnyitja az ülést és bejelenti az ankét tárgyát. Felkéri Valkó Iván Pétert, hogy tartsa meg bevezető előadását.

*Valkó Iván Péter*: Először is meg kell mondanom, hogy nem volt előadás kialakulva, csak bevezető. Ezért csupán néhány kérdést szeretnék felvetni a vita alapjául, és ha ezekkel kapcsolatosan véleményt közölök, ez csak magánvéleményem lesz. A fizikai ismeretterjesztéshez mint témához véletlenül kerültem; az oka talán az volt, hogy egyik ismeretterjesztő könyvemnek némi fizikai vonatkozása volt.

Először talán határozzuk meg, mi is az ismeretterjesztő irodalom? Nem szépirodalom, nem tudományos,



de nem is szakirodalom. Mindháromtól könnyű elválasztani. Az ismeretterjesztés fokozza a műveltséget, azonban nem termelési célt szolgál, hanem belső szükségletet elégít ki, úgy, mint a szórakoztató szépirodalom.

Az a réteg, mely érdeklődött a népszerűsítő irodalom után, inkább külföldi, főleg németből fordított irodalmat olvasott. Ez magyar viszonylatban gátlást okozott és idegenkedtek írni. Külföldön a múlt században Faraday, korunkban pedig Vavilov és Keller nem tartották méltatlannak magukhoz, hogy tudományos munkájuk mellett ismeretterjesztő irodalmat is írjanak. Ma már nálunk is javul a helyzet, hála a TIT, valamint a Művelt Nép könyvkiadó buzgó munkájának.

A vita anyagát a következőkkel kezdeném: legfontosabb tényezője az ismeretterjesztésnek a *tárgyválasztás*. Az ismeretterjesztő irodalomban voltak mindig divátáramlatok és ez kényszerítette az olvasót, hogy mit olvasson. Ilyen volt történelmileg sorrendben először a klasszikus mechanika (Galilei), majd a századforduló idején a villamosság. Ez eltartott az első világháború utánig. Ezután következett az általános relativitáselmélet, majd ezt váltotta le az atomfizika, mely ma is egyeduralgoló. Pedig van még sok más érdekes ága a fizikának, mely legalább úgy vonzaná az érdeklődést, például a csillagászat vagy a biofizika. Ezen, ma még mostohán kezelt területek is hálás témául szolgálnának az ismeretterjesztő fizikának.

Másik fontos kérdés a *metódika*: milyen legyen az új ismeretek aránya a régihez képest. Ez megint vita tárgya lehetne. Nem lehet megerőltető a könyv anyaga. Az olvasó nem akar eltöprengni a könyv mellett, ezért aránylag sok legyen benne ismert anyag. Hízelegni kell az olvasónak, aki a könyv olvasása közben gyakran fedezze fel, hogy lám, már ezt is tudtam, és közben óvatosan kell elhinteni az új anyagot. Másik fontos dolog a metódikában a belső tartalom feszültsége, érdekessége, drámaisága. Egy példát szeretnék megemlíteni: egy nagy haladó angol tudós, Crowther könyvében felejtethetetlen rész szól arról, hogy egy borús februári napon a kooperációs hálózat főmérnöke hogyan oldotta meg, hogy hová adjon villamos energiát. Néhány lapon leírja ezeket az izgalmas, felelősségteljes órákat, amelyekben a mérnök egyetlen kézmozdulatával üzemek százait kénytelen átmenetileg áramszünettel bénítani, hogy máshova áramot juttasson. Ez a drámai feszültség külön érdekességet kölcsönözött a könyvnek. A jó ismeretterjesztő könyv a fantáziára hason.

Fontos az *előismeretek* kérdése. Az író sokszor több előismeretet feltételez az olvasóról, mint amennyivel az rendelkezik. Különösen vonatkozik ez a matematikai ismeretekre. Az író feltételezi a középiskolai tanulmányokat, de nem számol azzal, hogy az emberek ezt teljesen elfelejtik, mivel nem kerül sor ezen ismeretük állandó alkalmazására. Ugyanígy van ez az alapvető fizikai ismeretekkel.

Jó példa erre egy nemrég megjelent, társasjátékokról szóló könyv. Ezt 10–12 éves gyerekeknek szánták, és kiválóan bevált, mert a gyerekek nagyon szerették. Ugyanekkor a felnőttektől több panasz érkezett, hogy a játékok túl nehezek, a gyerekek nem fogják érteni. Tehát az a matematikai készség, mely a 12 éves gyerekeknél egészségesen ki van fejlődve, hogy matematikai elemeket a társasjátékokban megértenek, a szülőknél, akik középiskolai tanulmányaikat elfelejtették, már hiányzik.

További kérdés az ismeretterjesztő könyvek írásánál az *egzaktság* kérdése. Mit értünk egzaktságon? Mennyire legyen egzakta a könyv? A könyv legyen egzakta, de nem kell teletömni adatokkal, mert ezáltal nehéz lesz. Pedig ez a hiba sok ismeretterjesztő könyvnél megvan. Az író többnyire kísértésbe kerül, hogy az egyszerű szabályok mellé odaírjon egy kivételt, vagy a szabály finomítását. Le kell az írónak győznie a kísértést, helyette írja, hogy ez a törvény még kiegészítő adatokra szorul, de erre most nem térhet ki.

Nem mellőzhetjük az *ideológiai* vonatkozások szerepét sem. Itt szokták elkövetni a legtöbb hibát. Nem

szabad ezeket erőltetetten beledugni a könyvbe. Nem pótolja az ideológiát, ha orosz tudósok erőltetett emlegetésével próbálják meg teletömni könyvünket; persze utalunk a híres szovjet tudósokra, de nem szabad kizsorigatnunk a nyugati tudományos eredményeket sem. Az ideológiai célkitűzéseket akkor szolgálja az irodalom, ha a társadalomba és tudományba vetett hitet kidomborítja és ezzel az olvasóban a materialista nézetet meg erősíti.

Valamennyi nemzet ismeretterjesztő irodalmának mintájára a szerzőktől megkívánjuk azt is, hogy többet hivatkozzanak magyar tudósokra, mégpedig nemcsak élő, hanem már elhunyt tudósainkra.

Ezenkívül a szerzőnek tisztában kell lennie azzal, hogy mikor kezdi untatni az olvasót, vegyen erőt magán és zárja le a hosszabb fejtegetéseket. Én is, ezen elv alapján befejezem bevezetőmet.

*Szigeti György* elnök megköszöni a mégis előadásnak sikerült érdekes bevezetőt és megnyitja a vitát.

*Pócza Jenő*: Nem a vitát szeretném elindítani, hanem inkább kis kiegészítést szeretnék az előadáshoz hozzáfűzni. A bevezető előadásban az ismeretterjesztés eszközei közül csak a könyvről volt szó. Holott ugyanezt a célt szolgálják még az előadások, a rádió és a film is. Mindhárom széles néprétegekhez szól. Én az utóbbi kettőről szeretnék beszélni.

Szerintem túlzott az atomfizikáról tartott előadások száma és új témára kellene rátérni. Olyan témát kellene választani, ahol demonstrálás szükséges. A demonstrációt tartom a leglényegesebbnek.

Még egy elvi kérdést szeretnék hozzáfűzni: sehol sem szabad áldozatot hozni az ismeretterjesztés kedvéért az igazság rovására. Tudom, hogy a rádiónál, de a filmnél is nehéz a helyzet, mert az idő rövidsége és korlátozottsága miatt sokszor belecúsznak olyan dolgok, melyek nem fedik az igazságot, de egy legjobb előadást agyon tud csapni egy valótlan mondat (pl. egy ízben a rádióban elhangzott előadás keretében az előadó azt mondta, hogy vannak atommal hajtott órák).

*Marx György*: Pócza Jenő felszólalásához kapcsolódva a magam részéről is feltétlenül szükségesnek tartom, hogy a szerző, aki ismeretterjesztő könyv megírására vállalkozik, az igazsághoz tartsa magát mindig. Ezért különösen fontos a lektorok kiválasztása. A kiadó lektorátasson jobban, több és jobb szakemberrel.

A Fizikai Szemle is — tudomásom szerint — hozzájárul a bírálatok megjavításához: rövidesen olyan recenziók fognak a Szemlében megjelenni, melyekben *bírálat* is lesz.

Egy másik probléma a következő: Az ismeretterjesztő irodalomban két irányban folyt az ismeretterjesztés: mindennapi jelenségeken keresztül megmutatni a dolgokat, vagy a fizika törvényeit akarjuk elmélyíteni. Az elvontabb elvi kérdések ismertetése most háttérbe szorult. A tudományt mélyebb síkon kell elmélyíteni.

*Kockár Ernő*: Néhány szóval szeretnék az ismeretterjesztő könyvek definíciójához hozzáfűlni.

A szakirodalommal szemben az ismeretterjesztő irodalmat kultúrszomj oltására olvassák. De egyiket sem szabad a másik rovására túlzásba vinni. Kormányprogram is van amögött, hogy szoros kapcsolatban legyenek az aktuális műszaki problémák és a tudományos haladás. Mi, amikor az olvasó pihenési idejére apellálunk, észrevétlenül nevelünk, olyan irányban, amilyenben a könyv íródott. Ha egy nyelvész vagy közgazdász vagy orvos olvas egy fizikai tárgyú ismeretterjesztő könyvet, és az nincs eléggé népszerűen, a követelményeknek megfelelően megírva, ők sem értik, legfeljebb a velejét tudják kivenni. A magasabb értelmi köröket is nevelnünk kell. Még több diploma sem véd meg bennünket attól, hogy egyes területeken ne érezzük magunkat negyedik elemistáknak. Ezért fontos a cikkeknél, könyveknél az előadási mód. Kifejezett cél vezesse a szerzőt munkája megírásában, hogy szakmántúli képzést tudjon nyújtani.

*Gyulai Zoltán*: Nagyon sokoldalú a kérdés. Először szeretném megemlíteni, hogy már 1794 vagy 1796-ban tartották első gyűlésüket az ország orvosai és természet-



tudományos képzettségű emberei. Ma is szükség lenne ennek a nagyarányú és széles körököt felölölő összefoglaló, javasolom ennek felelevenítését. Az 1940 előtti szabadegyetemi előadások is ezt a célt szolgálták, napjainkban a TTIT hozhatna létre ilyen találkozást.

A fizika tárgyú ismeretterjesztő előadásokat, mint ahogyan Pócsa Jenő már előttem említette, jó lenne minden esetben kísérletekkel alátámasztani. Esetleg a fizika és kémiára lehetne egy közös szervet erre felállítani; kurzusokat lehetne így összehozni tartani a tudomány iránt érdeklődőknek, akik különben nem tudnak az eszközökhöz hozzájutni. Ha volna egy központi előadóterem, ott az érdeklődő megnézhetné, ami különösebben érdekli. Ha egy előadó Kiskunfélegyházán, vagy bármelyik más vidéki kisvárosban, ahol nincs egyetem, előadás tartását vállalja, nem tud olyan előadást tartani, melyben kísérleteket is bemutatni, csak ha van egy olyan szerv, ahonnan az eszközöket kölcsönkérné. Öveges elvtárs tett a Társulatnak javaslatot politechnikai múzeumra. Mi ezt a javaslatot illetékes helyre továbbítottuk is, de nem tudom a felettes hatóságnál történt-e erre intézkedés? A volt budapesti Pedagógiai Főiskola fizikai szertárát is felajánlották erre a célra.

A tudomány népszerűsítésének a gondolkodás formálása a lényege. Van olyan ismeretterjesztés, különösen vidéken, ahol ha helyesen adagolva kapják meg a tudományos ismereteket, igen szívesen hallgatják. Azonban naív előadásokat nem hallgatnak meg a hallgatók. Ha az előadó gazdálkodásról beszél, de maga nem tud gazdálkodni, nem hiszik el az előadást. Ha tehát mezőgazdasági előadásról van szó, úgy olyan előadót kell választani, aki maga is érti a gazdálkodást és úgy tudjon előadni, hogy a hallgatóság higgyen a tudományban. Mezőgazdasági vonalon például 50 éve beszélnek róla, hogy műtrágyára milyen szükség van, de ugyanakkor meg kell tanítani a gazdákat a műtrágya helyes használatára.

Egy jó gyári munkásnak is gondolatformálási tudatot kell adni. A mindennapi munkáját jól csinálja, mert megtanulta, hogyan kell csinálni. A mi feladatunk, hogy megtanítsuk rá, hogy miért *úgy* kell csinálni?

Azonban amíg nincs központi szervünk, nem várhatunk komoly haladást. Nem eléggé képzett előadókat küldtünk vidékre, és nagyobb bajt, mint hasznót csináltak.

Most nézzük meg, hogyan is születnek a népszerűsítő könyvek és cikkek: Hozzánk a tanszékre is jött valaki azzal, hogy megbízatást kapott kristálynövesztésről könyvet írni. Néhány pernyi beszélgetés után, miután néhány dolgot megkérdeztem tőle, kiderült, hogy semmilyen természettudományi ismerete nincs. Nekem sokkal egyszerűbb munka lett volna egy dolgozat lediktálása, mint egy teljesen laikus embernek a kristálynövesztésre való megtanítása. Szerintem ilyen embernek nem lett volna szabad ezt a megbízatást adni. Pedig biztosan százával vannak ilyen esetek.

Szintén nem régen történt a következő eset: A film-bizottság ülésére hívtak meg a TTIT-be, ahol levetítettek egy filmet, mely a szénbányákban előforduló balesetet mutatta be. Érzelmileg alapon próbálták a népszerűsítő tudományt terjeszteni; ez volt a film rejtett célja. Kb. 10 percig tartott és zene is volt hozzá. Értetlenül álltunk a film bemutatása után: nem tudtuk, hogyan fogjuk fel, mire való ez a film? A szakemberek azt mondták, hogy a cél az, hogy a bányában a munkás tudja és ismerje a veszélyt, amely munkája közben érheti. Szerintem ezt a munkahelyén kell a munkással közölni, ne érzelmi alapon tanulja meg a veszélyt. Ez kizárólag munkavezetési kérdés. És minek a zene? Ezenkívül megtudtam, hogy a film nem is bányában készült, hanem az Üllői úton felépített díszletek között, és valódi színészek szerepelnek benne, nem pedig bányászok. A film az államnak 250 000 Ft-jába került. De minden szakmában, és azon belül is sokféle baleset érheti a dolgozókat, tehát a jövőben — mondjuk 10 000 ilyen esetet számítva — 100 000-szer 250 000 Ft befektetéssel fogunk eszközölni, hogy a dolgozókat elővigyázatra intjük. Jobban meg kell gondolnunk, hogy mire

adunk pénzt. Egy tudományos intézet *évi* tudományos kutatási kerete kb. 50—60 000 Ft, ugyanakkor egy ilyen filmre van felesleges 250 000 forintunk. Baj van a szervezéssel. Csak egy dolog segíthet ezen, ha egy központi szerv egy kézbe veszi a szervezési munkát.

**Lukács Ernőné:** Hálás köszönetemet fejezem ki a Művelt Nép Könyvkiadó nevében a Társulatnak azért a segítségért, amit a népszerűsítő könyvek terén tett. Legjobban az hiányzik nekünk, hogy külső szakemberektől kevés segítséget kapunk.

Amit mi a népszerűsítő könyvek terén az elmúlt öt évben tettünk, azt hiszem, nem volt túl sok. Mit tudnak nekünk segíteni? Első sorban az a kérdés, hogy milyen témát válasszunk? Kik legyenek a szerzők? Elhangzott az anketon, hogy csak az atomfizika köréből vett könyveket adunk ki, és a fizika többi ágával ugyanakkor nem foglalkozunk. A kiadónak nem mindig sikerül a téma kiválasztása. A népszerűsítő könyvek írásánál nem lehet mereven elválasztani, hogy vannak írók, akik csak alkotnak és vannak, akik csak népszerűsítene. Mi csak azt tudjuk kiadni, amit megírtak. Ehhez kell a segítségük, hogy a témák tudományos művelői is írjanak népszerű munkákat, mint ahogyan Jánossy Lajos akadémikusnak is kiadtuk a kozmikus sugárzásról írt népszerű könyvét. Akik tudományosan foglalkoznak a fizikának valamilyen ágával, azok kísérleljék meg, hogy ugyanerről népszerű munkát is írjanak.

Azonban sajnos, azt hiszem, a baj ott van, hogy kevés olyan alkotó tudósunk van, aki ne tartaná lealacsonyítónak népszerűsítő könyvet írni. Pedig a mi feladatunk az volna, hogy a népszerűsítő könyvek terén a fizika és technika vonalát előre lendítsük.

Az a tapasztalat, hogy a mi közönségünk nem érdekli elég nagymértékben a fizika és technika iránt. Ennek az az oka, hogy a természettudományi műveltséget nem tartják elég fontosnak az általános műveltséghez; még mi magunk is így nőttünk fel. Nekünk az a feladat jutott, hogy abban a felnőtt rétegben, mely a természettudományoktól távol nőtt fel, felkeltsük az érdeklődést a természettudományok iránt. Mi megkíséreltünk mindenféle témáról írni; az atomenergiával azért foglalkozunk a legtöbb könyvben, mert azt hiszik, ez érdekli legjobban a laikus olvasókat. De ha akadna olyan író, aki más témakörből is tudna érdekeset írni és úgy feldolgozni, hogy megtegye a maga hatását, biztosan azt is szívesen fogadnák. Érdekes esetet szeretnék megemlíteni: nemrégiben kiadtuk Tábort Róbert könyvét „Zseblámpától a rádióig” címmel. Az első kiadás, 5 000 példány, igen hamar elfogyott. A második kiadás egyáltalán nem fogy. Ebből arra következtettünk, hogy az érdeklődők száma kb. 5 000-et tesz ki. Tehát az érdeklődést széleskörűen ki kell terjeszteni. Ehhez kellene a sajtó, rádió és film segítségével.

Mint már mondtam, jó szakmai ismeretterjesztő könyvet csak szakember írhat. A Fizikai Társulat akkor tudna komoly segítséget nyújtani, ha közölné, hogy melyek azok a témák, melyek érdekességükönél és aktualitásuknál fogva segítenék a természettudományos műveltséget terjeszteni, valamint a szakemberek kiválasztásánál is segítségünkre lehetne, hogy a könyv kifogástalan legyen. Mi eddig is megtettünk mindent, amit tudtunk, és a jövőben is szeretnénk megtenni mindent a fizikai és technikai tárgyú ismeretterjesztés érdekében és ehhez kérjük segítségüket.

**Öveges József:** Hiába vannak jó szempontok, jó könyvek, a könyvek nem fogynak el. Minden könyv értékét az szabja meg, hogy hány példányban fogy el.

Időszerte problémákhoz a filmen és rádióon kívül mit tudunk adni? Csak könyvet tudunk adni az érdeklődőknek. Ez pedig szellemi megerőltetéssel jár. Mit lehet még adni: kísérleteket. Mik ezen a téren a lehetőségek? Ha a kísérleteket szegényesen mutatjuk be, hol fognak ők különben látni? Ezt a célt szolgálná a politechnikai múzeum felállítása. Ez kell legyen a legsürgősebb feladat. Egy ilyen politechnikai múzeum felállítására minden készen van: helyiség és az eszközök egy része, már csak a pénz hiányzik a megvalósításához. Ennek megvalósítása lenne az igazi tudomány a népet. Itt gombnyomásra



működő mintegy 200—300 kísérletet tudnánk bemutatni. Mert, ha valakit pl. a kozmikus sugárzás érdekel, hová fordulhat, hogy egy ilyen kísérletet vagy mérést meg-  
nézzen?

A politechnikai múzeum feladata lenne: elsősorban a központi tanácsadás, azonkívül ifjúsági káderek nevelése, akiket heti két órára váltva beosztásának a kísérletek mellé és így észrevétlenül maguk is megtanulnák. Azonkívül lenne itt kísérleti híradó, mely tudományos kísérletek bemutatását tartalmazná.

Az MTESZ biztosította támogatását a politechnikai múzeum ügyében, csak a szükséges pénz előteremtését nem tudják vállalni. Kérem a hallgatóságot is, hogy támogasson benne, terjesszék ennek a múzeumnak a fontosságát. Hiszen a pénzre csak az indulásnál lenne szükség, az intézmény fenntartaná önmagát.

*Pócs Lajos:* Az eddigi hozzászólók inkább csak újabb szempontokat vetettek fel, én szeretném a vitát megindítani.

Az átlag-embernek a matematika-fizikai tudására a könyvek megírásánál nem lehet építeni. Tehát az első dolog az kell legyen, hogy felhívjuk az emberek figyelmét arra, hogy mennyi olyan dolog van a mindennapi életben, ami naponta vele vagy mással megyesik, ami minden fizika. Nincs könyv, ami egységes világképet ad. Ugyanezt hiányolta Marx György is. Csak annak az írónak a könyvéből érződik az egységes világkép, aki maga is érzi az egységes fizikai világképet, és így ez az egység ki fog alakulni az olvasóban is. Ne csak szétaprózott dolgok legyenek a könyvben, hanem egységes körvonalakat rajzoljanak ki.

Miért van olyan sok atomfizikai könyv? Erre szükség van, mert ha egységességet akarunk elérni, akkor, mivel minden fizikai dolgot erre a tudományra kell visszavezetni, az atomfizika ismertetésével kell kezdeni. Nem lehet tehát gáncsolni azt, hogy sok atomfizikai könyv jelenik meg.

Ami a kísérletek bemutatását illeti, magam is Öveges elvtárhoz csatlakozom, feltétlenül szükséges egy bemutatni terem. De ez nem elég. De nem elég, ha gombnyomásra működtetünk kísérleteket. Kísérletet nem tud olyan valaki bemutatni, aki maga még sohasem végzett kísérletet. Selényi Pál professzornak volt egy elmélete, mely szerint ha valakinek van egy darab spárgája és egy darab papírja, azzal már végezhet kísérletet.

Ösztöml Lukácsné elvtársnő nézetét, hogy a fizika népszerűsítő könyvek között azért nem találunk népszerű és jó könyveket, mert a tudósok valóban szűgyellik és nem tartják magukhoz méltónak, hogy ismeretterjesztő irodalmat írjanak. A Fizikai Társulatnak és a Művelt Nép könyvkiadónak szoros együttműködésétől várható a jövőben kiadandó könyvek nagyobb sikere.

*Dala László:* Örülök annak, hogy a mai ankéton az ismeretterjesztő könyveken kívül váratlanul sor került a TTIT munkájának bírálatára is.

Tapasztalatunk az, hogy a szakemberek nem fordulnak szívesen az ismeretterjesztés felé. Idegenkednek tőle, de remélhetőleg ez fel fog oldódni. Ezt bizonyítja az is, hogy ma itt felmerült Társulatunk munkája.

Először talán Gyulai professzor úrnak a filmmel kapcsolatos megjegyzéseire szeretnék válaszolni. Mi magunk is szeretnénk biztosítani, hogy a filmgyár csak olyan témákról készíthessen filmet, melyet a szakemberek a legelőbbnek tartanak, és olyan módon, ahogyan azt a szakemberek előírják. A témák megválasztásánál azonban nem mindig hallgatnak a szakemberek véleményére. Ezért hoztunk mi össze egy filmbizottságot a filmszakemberek és fizikusok bevonásával, hogy így együtt megbeszéljék a közös problémákat. Ha a tagság nem fog elég aktívan részt venni a munkában, a filmbizottság nem fogja tudni betölteni azt a szerepét, melyet kellene. A bányatűz tárgyú filmet egyébként a Szénbányászati Minisztérium készítette. Én már a film bemutatása után röviddel továbbítottam Gyulai professzor úr szempontjait az illetékes minisztériumhoz.

A kísérleti előadótérmet illetően, melyet Gyulai és Öveges professzorok felvettek, az a válaszom, hogy a

kérdést mi nem hanyagoltuk el, helyiség után járunk, mert mi magunk is szeretnők ezt megvalósítani.

Szeretném felhívni figyelmüket a Rádióra. Segített jó előadásokat biztosítani és ha esetleg kifogásaik lettek volna az előadásokkal kapcsolatban, kérem írják meg észrevételeiket a Rádiónak.

Szeretném az újságokat is cikkekkkel ellátni; ezért kérünk mi elsősorban a szakemberektől jó cikkeket, hogy ne kelljen hozzá nem értőkkel cikkeket iratni.

*Pócs Lajos* helyesen jegyezte meg, hogy ha a Fizikai Társulat és a Művelt Nép könyvkiadó együttműködne és legalább a lektorok kiválasztásánál megadná a megfelelő segítséget, biztosan jobb eredményt tudnának elérni.

*Gyulai Zoltán:* A magam részéről még sohasem vettem észre, hogy vannak olyan szakemberek, akiknek derogál ismeretterjesztő könyvet írni. Lehet, hogy vannak egyesek, de ezt nem lehet általánosítani; ezek csak apróbb egyéni dolgok, csak szűkebb és egyes emberek között folyható versengés. A hiba inkább ott van, hogy a komoly tudósoknak olyan sok dolguk van és annyira túl vannak munkával terhelve, hogy nehezebben jutnak időben hozzá. A tudományos produkció igen sok időt és energiát igényel és ezt a munkáját nem teheti félre a másikéért. Talán tudnak találni módot arra, hogy mégis intenzívebben bevonják őket a népszerűsítő irodalom írásába, de újra hangsúlyozom, hogy biztos vagyok benne, hogy nem azért nem írnak, mert derogálna nekik. Nem nézik le a népszerűsítő irodalmat, sokkal inkább a szakszerűtlenséget.

*Bányai László:* Gyulai Zoltán akadémikus fel-szólalásához kapcsolódva szintén csak azt tudom mon-dani, hogy a tudományos intézetek vezetői azért nem vesznek részt elég aktívan a népszerűsítő irodalomban, mert nincsen rá idejük. A népszerűsítő irodalomhoz nagyon sok ötlet, nagy elmélyedés és igen sok munka szükséges. És mindemellett igen rosszul fizetik. Talán, ha jobban fizetnék, többen vállalkoznának írásra.

Hogy mi legyen az írandó népszerűsítő könyv tár-gya, arról az olvasót kell megkérdeznünk, nem pedig magunknak kijelölni a témát. Nem kell minden esetben átfogó témát keresni; igen jó könyvet lehetne írni a logarléc használatáról, vagy más hasonló részlet-dolgok-ról is. A Tábori-könyv, amelyet Lukácsné elvtársnő emlí-tett, szintén nem véletlen, hogy nem fogy, hanem ennek csakis az oka, hogy a könyv nem jó: egy kezdő rádióznak nem nyújt segítséget. Talán, ha vélemény-kutatást rendeznének, ez megoldaná a helyzetet és ezál-tal ki lehetne a hibákat küszöbölni.

*Tarján Ferenc:* Szomorú helyzet tárult itt elénk és orvoslás kevés hangzott el. Szerintem javítana a helyze-ten, ha kimennénk az üzemekbe előadásokat tartani. Azonban az előadásokat nem felolvasni kell, hanem szemléltetve, kísérleteket bemutatva kell előadnunk. Ezt pedig csak az tudja vállalni és jól megcsinálni, aki maga is megtanulta. Ezt a célt is szolgálhatná a bemutató kísérleti terem, melyről ma itt többször esett szó, hogy egy előadó, mielőtt egy népszerűsítő előadást tart, az ehhez tartozó kísérleteket előbb az erre a célra való teremben elvégzi és így felkészültebben tartja meg elő-adását. Ugyanebben a teremben az iskolákban előadó fizika tanárok részére leadná valaki az egy hónapi iskolai fizikai anyagot, hogy a tanár felkészültebben tudja az anyagot a diákokkal közölni és ne előttük tanulja meg a kísérletet, mely így vagy sikerül, vagy nem, hanem ő tudja és ismerje már a kísérletet, mire bemutatja.

*Nyitrai Róbert:* Sok szó esett ma az ismeretterjesztő előadásokról. Szerintem a hallgatóság részére érdekes volna, ha az előadó személyes élményeiről beszélne, mi-lyen nehézségek torlódnak munkája közben, mik a munkakörülményei és általában mi a fizikus munkája. Ez érdekelné az embereket és ehhez az előadáshoz nem lesz nehéz hallgatóságot találni.

*Nagy J.:* Rá kell mutatni arra, hogy az a törekvés, ami itt is megnyilvánult, a mi társadalmunk legelőbb problémája. Bebizonyult az a tény is, hogy nem elég csupán szakembereket képezni, sokszor az amatőrök közül is sok új kezdeményezés indul ki. Ezért ez a törek-



vés nagyon jó, csak a fontos az, hogy ez továbbra is folyamatos legyen.

**Gémesi József:** A magyar népszerűsítő irodalomnak van múltja: Eötvös, Tangl Károly stb. is foglalkoztak már ismeretterjesztő irodalommal. Ma ezen irodalom terén a legfontosabb tennivalónk, hogy a felburjánzott hibákat kiküszöböljük.

Ismeretterjesztő irodalmat csak az írhat, aki azt a bizonyos területet jól ismeri, tudja. Hogy mit írjanak, arra nem lehet előre tervezetet készíteni, mert mindenki a saját munkaterületét tartja a legfontosabbnak. Azt kell írni, ami a leginkább fog, amit a nagy közönség leginkább kíván olvasni. A szakemberek feladata az is, hogy megnézzék, mielőtt egy ismeretterjesztő könyv megjelenik, hogy amit írtak, szakmailag megfelelő-e.

Az előadásokkal kapcsolatban csak azt szeretném újra hangsúlyozni, hogy kísérletekkel támasszák alá minden esetben az előadást.

**Csekő Árpád:** Tarján Ferenc hozzászólásához szeretnék hozzáfűzni néhány szót. Tarján elvtárs azt mondta, hogy szomorú képet fest le a mai ankét és kevés orvoslás hangzott el. Ő maga is csak újabb sebeket tárt fel. Pedig a mai fizikusaink jó úton vannak, az oktatás sokkal jobb, csak kevés a kísérleti eszköz. Ezért látom én is szükségét a politechnikai múzeumnak. Ha pl. a Wilson-kamrát tanítják, nem tudják a hallgatóknak bemutatni.

Pócs Lajosnak azt szeretném válaszolni azzal kapcsolatban, amit Selényi Pál professzorral kapcsolatban a kísérletekről mondott, hogy egy papírral és cérnával csak az tud kísérletet végezni, aki már sok kísérlet folyamán eljutott arra a magaslatra.

**Medveczky László:** Nemcsak a fővárosnak van szüksége a politechnikai múzeumra, hanem a nagyobb vidéki városoknak is. Jó lenne, ha (akár havonta) leküldenének egyes vidéki városokba kísérleti eszközöket, melyeket havonta cserélnének.

**Schalk J.:** A tudományos ismeretterjesztő irodalomban különösen az ifjúsági irodalom van elhanyagolva. Kérem, hogy fektessünk erre is nagyobb súlyt.

**Pócs Lajos:** Csekő Árpádnak szeretnék néhány szóban válaszolni. Nem azt akartam hozzászólásomban kihangsúlyozni, hogy csak papírral és zsineggel kísérletezzünk. Természetesen műszerek kellene. De mi az, ami az embereket a legjobban érdekli? Amit a mindennapi életben tapasztal, ami mellett mindennap elmegy. Itt kell kezdenünk számukra a fizikát magyarázni. Azt, amit a mindennapi életben lát és meg nem látott eddig, azt tegyük nyilvánvalóvá számukra. Mindig meg kell követelni a tudományos igazságot, és nem hü ámitással érdekessé tenni a könyvet vagy cikket.

**Szigeti György:** Nagyon köszönöm a sok értékes javaslatot, melyek ma elhangzottak. Szeretném, ha hozzájárulnának, hogy egy bizottságot jelöljünk ki, hogy Társulatunk a TTIT-tel szorosan együttműködve az elhangzott javaslatokat tárgyalja és megoldást találjon a felvetett problémákkal kapcsolatban. Felkérem a megválasztandó bizottság tagjait, hogy üljenek össze és tegyék meg javaslataikat a legégetőbb kérdésekre, valamint együttesen járnak el a politechnikai múzeummal kapcsolatban a helyiség és a szükséges pénz megszerzésében.

A bizottság tagjaiként a következőket ajánlom: Gyulai Zoltán, Valkó Endre, Simonyi Károly, Pócsa Jenő, Öveges József, Tarján Ferenc, Marx György és Dala László. Ezután felkérem Dala László elvtársat, hogy a jegyzőkönyv elkészülése után hívja össze a bizottság tagjait.

## PÁLYÁZATI EREDMÉNY

A Fizikai Szemle VI/5 számában pályázatot hírdettünk nagyműltű magyar fizikusok műveit méltató dolgozatok megírására.

A pályázatra öt dolgozat érkezett be, de a bíráló bizottság figyelembe vette a Fizikai Szemlében már megjelent ilyen jellegű dolgozatokat is.

Ennek alapján a következő pályamunkák részesültek jutalomban, illetve dícséretben:

A 800,— Ft értékű első díjat **Jakucs István** dolgozatának ítélte oda a bíráló bizottság. A dolgozat Hatvani István munkásságát ismerteti.

Dicséretben részesíti a bíráló bizottság Schmid Rezsőről (**Deezy Irén**) és Szily Kálmánról (**Gyarmati István**) írott dolgozatokat. A nevezett cikkek hiányt pótolnak.

Továbbá elismerésben részesíti még a bíráló bizottság „A magyar fizikusok statisztikus mechanikai vizsgálatairól” és „Jedlik Ányos”-ról írt cikkek szerzőit is.

## A KÜLFÖLDI HÍREI

Az Egyesült Atomkutató Intézet igazgató tanácsa szeptember 22-én tartotta első ülését Moszkvában, az Intézet székhelyén. Az ülésen résztvettek az Intézet tagállamainak, Albániának, Bulgáriának, Csehszlovákiának, Kínának, Koreának, Lengyelországnak, Magyarországnak, az NDK-nak, Romániának, a Szovjetunióknak és Vietnammak a képviselői. Magyar részről **Jánossy Lajos**, **Novobátzky Károly** és **Szalay Sándor** akadémikusok az igazgatótanács tagjai. A tanács megvitatta az Intézet tudományos munkatervét. Első helyen a befejezés alatt álló 10 GeV-os fazotronnal végzendő vizsgálatok szerepelnek. Üzembehelyezése után ez lesz a legnagyobb energiájú részecskéket szolgáltatató gyorsítóberendezés, amely elsősorban az antipronok, antineutronok, hyperonok sajátosságainak tanulmányozását teszi lehetővé.

\*

1955. május 14. és 22. között Moszkvában nemzetközi kongresszus foglalkozott a nagy energiájú részecskék fizikájával. Hazánkban **Faragó Péter** kandidátus vett részt a kongresszuson. A nagy gyorsítóberendezések konstrukciójának elvi kérdése mellett megvitaták a mag-erők, mezonok és többi elemi részek vizsgálatának és elméletének legújabb eredményeit. **Ivanenko**, **Landau**, **Tamm** és sok más szovjet fizikus mellett résztvettek nyugati fizikusok is, többek közt **Gell-Mann**, **Oliphant**, **Rosenfeld**, **Segré** is.

\*

1955 júliusában **Amszterdamban** nemzetközi atommagfizikai kongresszus volt, amelyen hazánkban **Szamosi Géza** vett részt. A külföldi résztvevők közt megemlítjük **Bethe**, **Brückner**, **Rosenfeld**, **Szomorodinszkij** és **Weisskopf** nevét. A kongresszus elsősorban atommagreakciókkal foglalkozott.

\*

Rómában 1956 szeptemberében tartotta a Nemzetközi Asztronautikai Szövetség VII. kongresszusát. A kongresszuson különböző országokból 400 tudós vett részt. A megnyitáson megjelentek többek között az olasz kormány egyes tagjai mellett az Egyesült Államok és a Szovjetunió diplomáciai képviselői is. **Durant** professzor beszámolt az USA kutatási programjáról. Az első műholdat 1957 nyarán Kaliforniából fogják felbocsátani. A 10 kg tömegű Vanguard nevű rakéta 200–300 km magasságban néhány napig fog keringeni a Föld körül. A légkör összetételét és a napsugárzást vizsgáló módszerek észlelési adatait önműködőleg rádióon közli. Az első rakétának a Holdon való kikötése a XX. század végére várható. A Nemzetközi Asztronautikai Szövetség új elnökekül **Shepherd** professzort (Anglia) választották. Az alelnökök közé megválasztották **Szedov** professzort (Szovjetunió) is.

\*

**Neumann János** a gyors elektronikus számológépek elméletének, tervezésének és szerkesztésének terén elért kiváló eredményeiért az **Enrico-Fermi** érmet és 50 000 dollárt kapott. A díjat odaítélő bizottság megállapította a következőket: „Az a tény, hogy ilyen gépek használata — amelyek ebben az évtizedben fejlődtek ki —



az iparban, kereskedelemben, a katonai, műszaki, meteorológiai és tudományos alkalmazásokban nagyon elterjedt, nagyrészt Neumann dr. közvetlen eredményeinek és irányításának köszönhető.

\*

Az angol királynő 1956 szeptemberében üzembe helyezte Anglia első atomerőművét *Calder Hallban*. Két termikus, gáz-hőcserélővel működő reaktor 60 000 kW elektromos energia teljesítménnyel dolgozik. Anglia közvetkező atomerőműve 1959-re készül el *Dounreayban*. Ez már folyékony fém-hőcserélővel fog működni. Az 1955–1965 időszakban összesen 17 atomerőmű létesül, 2–3 millió kW teljesítménnyel. Együttesen évi 8 millió tonna szenet fognak pótolni. Létesítési költségük kb. 400 millió font. Tíz év múlva Angliában 37 atomreaktor fog működni, ebből 30 elektromos energiát termel. A tervek szerint 20 év múlva az angol villamosenergia-termelés túlnyomó részét atomerőművek fogják fedezni.

\*

A 6. Ötéves Tervben épülő szovjet atomerőművekről *E. P. Szlavszkij* a következő adatokat közölte: 1958-ban Szverdlovszk közelében üzembehelyeznek egy 400 000 kW-os és egy 600 000 kW-os atomerőművet, az Ural északi részén. 1960-ig Moszkvában és Leningrádban egy-egy 600 000 kW-os erőművet építenek. A fentiekén kívül négy kisebb, 50 000 kW-os erőmű épül a tervidőszakban tanulmányi célokra.

\*

Az első amerikai atomerőművet 1958-ban *Bostonban* fogják üzembehelyezni, 100 000 kW-os elektromos teljesítménnyel. Az erőmű természetes víz lassítóval és hőcserélővel működik.

\*

Július 12-én a *Szovjetunió* és *Egyiptom* egyezményt írt alá az atomfizikai tudományos kutatásban és az atomenergia békés célú felhasználására irányuló vizsgálatokban való együttműködésről. Tapasztalat- és szakembercserén kívül a Szovjetunió támogatást nyújt egy kairói atommagfizikai kutatóintézet létesítéséhez. Ebben egy 2000 kW-os kísérleti reaktor és egy 3 MeV-os statisztikus gyorsító is lesz. A kairói intézet a Közelkelet első atommagfizikai központja, alapkövetélete július 23-án volt. A második Bagdadban angol segítségével fog létesülni.

\*

1956 tavasza óta működik *Belgium* első atomreaktora. A reaktorban 18 tonna uránium van.

\*

A Nemzetközi Meteorológiai Szervezet egyik munkabizottsága Genfben megvizsgálta az atombombabarobantások és az időjárás esetleges kapcsolatának kérdését. Részletes tanulmányozás után arra a következtetésre jutottak, hogy a jelenlegi atombombabarobantások nem befolyásolhatják számottevő mértékben az időjárást.

\*

A *Szovjetunióban* egy 50 MeV-os gyorsító építését tervezik. Ebben a mágneses elhajlítást 120 elektromágnes fogja végezni. A részecskék által befutott körpálya átmérője 1 km-nél nagyobb.

\*

A *Lengyel Tudományos Akadémia* *Krakkóban* atommagfizikai kutatóintézetet épít. Itt helyezik el a szovjet–lengyel megállapodás értelmében Lengyelországnak szánt ciklotron is.

## A MŰSZAKI ÉS TERMÉSZETTUDOMÁNYI EGYESÜLETEK SZÖVETSÉGÉNEK IV. KÖZGYŰLÉSE

1956. szeptember 21–22-án tartotta az MTESZ IV. közgyűlését. A közgyűlésen Hevesi Gyula akadémikus, Valkó Endre, az MTESZ főtárgya, Ajtai Miklós, az OT elnökhelyettese tartottak előadásokat. (Az előadások a Műszaki Élet 19. számában megjelentek.) Az előadások számos hozzászólás követte.

A közgyűlés határozatait itt közöljük.

Az MTESZ IV. Közgyűlése megállapítja, hogy a Központi Vezetőség júliusi és az értelmiségre vonatkozó határozata egyesületeink tagsága számára is új távlatokat nyit.

A határozat kedvező feltételeket teremt a gazdasági vezetés módszereinek megjavítására és a műszaki fejlődésünket eddig gátló tényezők felszámolására.

Ez akadályok fokozatos kiküszöbölése lehetővé teszi, hogy figyelmünket mind nagyobb mértékben az értelmiség alkotó munkájának kibontakoztatására összpontosítsuk. Erre további lehetőséget nyújt az értelmiségi határozat, amely nagy segítséget jelent az értelmiséggel szemben megnyilvánult indokolatlan bizalmatlanság felszámolásában.

A Közgyűlés az MTESZ vezetőségének feladatává teszi, hogy teljes mértékben éljen ezekkel a lehetőségekkel és ennek alapján szélesítse az MTESZ tevékenységét. Tegyen lépéseket az irányba is, hogy az állami szervek és a SZOT vonják be az egyesületeket az e határozat végrehajtására irányuló intézkedések előkészítésébe.

A közgyűlés megállapítja, hogy az értelmiségi határozat teljes mérvű érvényesítését gátolja, hogy az nem elég széles körben ismeretes.

Ezért a Közgyűlés kívánatosnak tartja, hogy a határozat teljes szövege jelenjék meg a napisajtóban és a sajtó rendszeresen foglalkozzék a határozat végrehajtásával.

A Közgyűlés megállapítja, hogy az MTESZ-ben és az egyesületekben már a XX. Kongresszus előtt is élénk viták folytak technikai, tudományos és gazdasági kérdésekben. A XX. Kongresszus után a viták még nyíltabbak, még őszintébbek lettek. Fejlődött az egyesületi demokrácia. Ugyanakkor azonban az igazi demokratizmusnak azt a lényeges velejáróját, hogy a többség álláspontja érvényre jusson, javaslatai meg is valósuljanak, a gyakorlatban sok esetben nem tudtuk elérni.

A Közgyűlés megbízza a vezetőséget, hogy fejlessze tovább a szabad vitákat tudományos, tudománypolitikai, iparvezetési kérdésekben, fejlessze az egyesületi demokratizmust és szervezetséget, öntudatot és önkéntes fejegymet olyan jokra, amely elősegíti az egyesületi javaslatok megvalósítását.

Az egyesületi demokrácia kifejlődését segítse elő a Szövetség vezetősége azzal is, hogy fokozza az egyesületek és vidéki szervezetek önállóságát és ennek az önállóságnak a jogi tagságból származó bevételek révén is teremtsen meg gazdasági alapját.

A megválasztott vezetőség dolgozza ki a Szövetség ügyrendjét az említett elveknek megfelelően. Vizsgálja felül a költségvetésnek az egyesületek közötti jelenlegi felosztását.

A vezetőség fordítson az eddiginél lényegesen nagyobb gondot a mezőgazdasági és az alap- és természettudományi egyesületek munkájának segítésére.

A Közgyűlés megállapítja, hogy az egyesületek javaslatait az állami szervek gyakran nem vették figyelembe, az MTESZ-nek és az egyesületeknek társadalmi bírálata nem érvényesült kellőképpen.

A Közgyűlés a vezetőség feladatává teszi, hogy erősítse meg kapcsolatait az állami szervekkel, és segítse elő az egyesületek vezetősége és az illetékes minisztériumok közötti kapcsolatok megerősítését.

Az MTESZ vezetősége dolgozzon ki javaslatot, amely részletesen szabályozza az MTESZ és az egyesületek kapcsolatait az állami szervekkel és terjessze a javaslatokat a Minisztertanács elé.

A Közgyűlés megállapítja, hogy az egyes értelmiségi szervezetek közötti kapcsolat eddig nem volt kielégítő.



A közgyűlés megbízza az MTESZ vezetőségét, hogy erősítse az egyesületek közötti együttműködést és teremtsen új kapcsolatokat a nem az MTESZ-hez tartozó értelmiségi szervezetekkel, mint például orvosok, jogászok, pedagógusok művészek, írók szervezeteivel.

Segítse elő a Közgazdaságtudományi Egyesület létrehozását.

Az MTESZ egyesületek az eddiginél tevékenyebben vegyenek részt a Hazafias Népfront munkájában.

A Közgyűlés, kiindulva abból, hogy az elmúlt években a műszaki és tudományos munka megbecsülése nem volt kielégítő, szükségesnek látja, hogy:

Az MTESZ vezetősége hasson oda, hogy a műszaki értelmiség munkáját az eddiginél sokkal szélesebb keretek között kapjon elismerést.

Tegyen előterjesztést arra, hogy a műszakiak és tudományos dolgozók az eddigieknél lényegesen nagyobb arányban részesüljenek Kossuth-díjban.

Tegyen továbbá előterjesztést, hogy hasonlóan a különböző művészeti díjakhoz, külön tudományos díjak is kerüljenek alapításra, amelyeket egy-egy kiváló tudós nevére kell elnevezni.

A Közgyűlés megállapítja, hogy a Technika Házának a második ötéves terv irányelvei között szereplő mielőbbi megvalósításának különleges fontosságú az értelmiség alkotómunkájának legmesszebbmenő kibontakozása szempontjából.

A vezetőség fordítson gondot a mind jobban fejlődő vidéki csoportok elhelyezésének megoldására; megfelelő munkalehetőségeiknek biztosítására.

A Közgyűlés megállapítja, hogy az értelmiséggel szemben az előző években megnyilvánult bizalmatlanság és egyes esetekben a törvénytelen ségek hatásának kiküszöbölésére szükséges, hogy az egyesületek foglalkozzanak a méltatlan bánásmódot elszenvedettek rehabilitálásával.

Az egyesületek vizsgálják meg, hogy területükön kik azok, akik helyes műszaki, vagy tudományos állásfoglalásukért hátrányos helyzetbe kerültek és adjanak lehetőséget széles nyilvánosság előtti szakmai rehabilitálásukra.

Az egyesületek teremtsenek olyan egészséges tudományos légkört, amely megakadályozza annak megismétlődését, hogy egyes szakemberek karrierizmusból helytelen, tudománytalan nézeteket támogassanak.

A felszabadulás előtti időben számos kiváló magyar tudós emigrált külföldre. A felszabadulás után, részben kishitűségből, részint a külső propaganda hatására ugyancsak számos — egyébként becsületes — tudós, szakember ment el az országból. Ezen szakemberek jelenléte értékes segítséget nyújtana különböző feladataink megoldásában.

A Közgyűlés megbízza az MTESZ vezetőségét, hogy vegyen részt az említett személyek hazatérésére irányuló előkészítő és felvilágosító munkában.

A rohamosan fejlődő technika mai szakaszában a tudomány a termelőerők döntő tényezőjévé vált. Az elméleti, a műszaki és agrártudományok fejlődése előtti

akadályok felszámolását az egyetemi oktatás meglevő hibáinak kiküszöbölésével kell megkezdeni.

A Közgyűlés utasítja az MTESZ vezetőségét, hogy terjesszen javaslatot a párt és a kormányzati szervekhez a felsőoktatás és a továbbképzés területén fennálló hibák és mulasztások sürgős kijavítása érdekében.

E javaslatoknál vegye figyelembe, hogy az első feladat a különböző szakú mérnök, agrónomus és elméleti tudományos szakember-szükséglet felmérése, de ezzel egyidejűleg a tanulás teljes szabadságának a biztosítása is, legalább a levelező oktatás formájában.

Néhány felsőoktatási intézmény területén fennálló kirívó hiányosságok megszüntetésére kezdeményezni kell, hogy az arra illetékes szervek felülvizsgálatot végezzenek és a hibák megszüntetésére határozott programot dolgozzanak ki az érintett terület szakértőinek messzemenő bevonásával (például bányamérnök-képzés, faipari mérnök-képzés stb.).

A Közgyűlés megállapítja, hogy a XX. Kongresszus előtti helytelen autarchikus nézetek következményei a tudományos és általában a szellemi munka területén még mindig érezhetők. Ezek között meg kell említeni a kutatómunka szétforgácsolását, az egyetemi oktatás túlzott szakosítását, a könyvkiadás helytelen struktúráját, a nyelvismeretek fontosságának elhanyagolását, a szakemberek külföldi utazásai fontosságának lebecsülését stb.

A Közgyűlés az MTESZ egyik főfeladatának tekinti, hogy e kérdések elvi tisztázásában részt vegyen és tegyen konkrét javaslatot a nemzetközi munkamegosztásnak megfelelő tudománypolitika kialakítására.

Az MTESZ a feladat megoldásához azzal is járuljon hozzá, hogy megerősíti a népi demokráciák, a Szovjetunió és Jugoszlávia tudományos szervezeteivel való kapcsolatát és kapcsolatokat létesít a nyugati és más országok hasonló szervezeteivel. Segítse elő a tagság külföldi tanulmányútjait. A lapok szerkesztőbizottságai lépjenek kapcsolatba a szakterületükön kiadott külföldi lapok szerkesztőseivel, kezdeményezzék és segítsék a tudományos cikkek cseréjét.

A Vezetőség három hónapon belül dolgozza ki, milyen szerepe és feladatai vannak a Szövetségnek az egyesületi tagság érdekeinek védelmével, illetve érdekképviseletével kapcsolatban és gondoskodjék arról, hogy ezek a feladatok az MTESZ új alapszabályában megfelelően kifejezésre jussanak.

A kidolgozott alapszabály-tervezet megvitatására rendkívüli közgyűlést hívjon össze az MTESZ vezetősége.

## VÁLASZTMÁNYI ÜLÉS

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1956. dec. 30. választmányi ülést tartott. A társulat tagjai kijelentették, hogy a magyar fizikusok tudatában vannak annak a felelősségnek, amely most hazánkban mindenkiére, így a szakemberekre is hárul. Ezért rövid időn belül közgyűlést kívánnak összehívni, amelyen a társulat elvi állásfoglalását és munkaprogramját lerögzítik.

## A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

### Újabb természetes alfa-sugárzást mutató elemek

A periódusos rendszer magas rendszámú elemei között — az ismert radioaktív családokhoz tartozó elemeken kívül — természetes alfa-sugárzást eddig csak a Samariumnál észleltek. Több elemen végeztek már az utóbbi 7–8 évben méréseket, mert erre a lehetőséget az atommagfizikai emulziók alkalmazása megnyitotta. A szokásos elektronikus észlelési módokkal a mérés határa  $10^{13}$ – $10^{14}$  év körül van. Az atommagfizikai emulzió felhasználásával, mivel az minden alfa-részecske nyomát individuálisan láthatóvá teszi, 3–4 nagyságrenddel hosszabb ( $10^{17}$  év) felezési idő is mérhetővé válik.

W. Porschen és W. Riezler több éves munkájuk során 23 elem alfa-aktivitását vizsgálták meg fotoemulziós módszerrel az 57 és 83 rendszámú elemek között. Pozitív eredményt négynél nyertek a Neodim ( $Z = 60$ ),

Wolfram ( $Z = 74$ ), Platina ( $Z = 78$ ) és Bismuth ( $Z = 83$ ) esetében. Az észlelt energiák többsége a Samarium 2,12 MeV és a jól ismert természetes radioaktív alfa-sugárzók energiájának 3,98 MeV alsó határa közé esik, a felezési időértékek  $10^{15}$ – $10^{17}$  év között vannak.

Alfa-sugárzás lehetősége energetikailag a periódusos rendszer magasabb rendszámok felé eső harmadában várható. Különösen szembeötöl ez, ha a tömegdefektus görbéjét — a szokástól eltérőleg — a  $\text{He}^4$ -et választva tömegegységül — tüntetjük fel, mert a görbe így vett kb. 140-es tömegszám feletti lefutásából az olvasható ki, hogy egy alfa-részecske leválása energianyereséggel jár.

Az eredmények magyarázatára a héjmodell szolgált. Különösen vonatkozik ez a Nd-re, melynél a bedúsított izotópokkal végzett mérések a 144-es izotóp aktivitását igazolják is. (Z. Naturforsch. 11a, 143 [1956])

M. L.



## KÖNYVSZEMLE

Vöney—Jurány:

## Hossz- és szögmérőműszerek a gépiparban.

(Műszaki Könyvkiadó, Budapest, 1955.)

Az olvasó számára valószínűleg első pillanatra meglepőnek fog tűnni, hogy e folyóiratban olyan könyv ismertetésével találkozunk, mely a gépipari mérés technika egy területével foglalkozik. Véleményünk szerint azonban a szerzők könyve a fizikai kutatással, illetve oktatással foglalkozók részéről is igényt tarthat az érdeklődésre.

A kutatás során ugyanis lépten-nyomon szükségessé válik a hossz- illetve szögmérés és a könyvből kitűnik, hogy azok az elrendezések, műszerek, melyek néhány évtizeddel ezelőtt kifejezetten laboratóriumi összeállítások formájában a kísérleti fizika „sajátosságai” voltak, ma tökéletesített, praktikus, gyárilag előállított műszerek formájában az ipar megnövekedett igényeinek kielégítésére rendelkezésre állnak. Példaként talán elég az interferometrikus hossz- és felületmérésre utalnunk, melynek tárgyalásával a könyv részletesen foglalkozik, több vezető külföldi gyár mérőberendezését részletesen ismertetve.

Ami pedig az oktató munkával foglalkozók szempontjait érinti, meg kell említeni azt, hogy a könyv tanulmányozása nagyon elősegíti bizonyos fizikai törvények, felismerések gyakorlati alkalmazásokkal való illusztrálását.

Igy például talán nem érdektelen arra utalni a két-karú emelő oktatásánál, hogy ezen elv alapján gondosan kivitelezett és fénymutatóval kiegészített berendezésekkel  $0,2 \mu\text{m} = 2000 \text{ \AA}$ -nyi, vagyis az ultraviola tartományba eső fény hullámhosszának megfelelő távolságokat lehet mérni stb.

Mindezek ellenére a könyv természetesen elsősorban az ipari vonatkozásokat tartja szem előtt. Ennek megfelelően alakult felépítése is.

Az Első fejezetben a mértékrendszerekkel és ki- alakulásukkal, majd a hossz- és szögmérés mérés-technikai problémáival foglalkozik, kitérve a mérési hibák kérdésére is.

A Második fejezet a használatos mérőműszer-fajták alapelveit foglalja össze. A Harmadik fejezet részletesen foglalkozik a legkülönbözőbb célú, felépítésű, mérés- határú és pontosságú hossz- és szögmérő műszerekkel. (Véleményünk szerint ez a fejezet a fizikus számára a legérdekesebb rész.) A további fejezetek közül még a felülvizsgálattal foglalkozó Hatodik fejezetet kell ki- emelni.

A szerzők az egyes mérési elvek, műszerek ismerte- tésével kapcsolatban kitérnek a fizikai alapok össze- foglalására és bőséges irodalmi utalásokat adnak.

A könyv felépítése áttekinthető, tárgyalási módja világos és igen gondos kivitelben kerül az olvasó kezébe.

N. Zs.

## A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADEMIA KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK KÖZLEMÉNYEI

4. évfolyam 2. szám.

1. Vorsatz Brunó: Új logaritmikus fénygyengítő.
2. Vorsatz Brunó: Új eljárás fémötvözetek szén- és kén- tartalmának mennyiségi meghatározására. (Előzetes közlemény.)

3. Graff György: Protoneloszlások sugara tükörmagok kötési energiakülönbségei alapján.
4. Berkes István: Mágneses analízátor elektronok elhaj- litására.
5. Czike Kálmán és Fodorné Csányi Piroska: Deutérium- tartalom meghatározás.
6. Hajnal Ferenc: Fotografikus módszerrel történő sugárvédelmi eljárások.
7. Kormos István: Az EIT dekatron számolóső.

4. évfolyam 3. szám.

1. Scari Ottó: Paschen—Runge típusú optikai rácsos spektrográfok jusztirozásáról.
2. Jánosy Lajos és Nagy László: A Rossi-görbe menete nagy ólomvastagságoknál.
3. Gécs Mária és Mertz János: Stabilizátor magnyomaték- mérő mágneshez.
4. Czike Kálmán és Fodorné Csányi Piroska: Kőolaj- lelőhelyekről származó vízminták deutériumoxid tartalmának vizsgálata.
5. Erő János és Keszthelyi Lajos: Nagyenergiájú  $\gamma$  suga- rak számlálása.
6. Mráz József: Gyorskoincidenca-körök méretezési szempontjai.
7. Schmidt Görgy: Cserenkov-sugárzás véges határolt vákuumban.
8. Berecz György és Bodnár László: Lineáris réteg- potenciáméterek vizsgálata.
9. Lukovics Albert: Folyékony szcintilláló anyagok (foszforok) vizsgálata.

4. évfolyam, 4. szám.

1. Deézi Irén és Mátrai Tibor: Újabb sávok az NO- molekula színképének  $\gamma$ -,  $\varepsilon$ - és  $\beta$ -sávrendszeré- ben.
2. Bakos József: Lencsék viselkedése kis fényintenzitá- soknál.
3. Fenyves Ervin, Gémesy Tibor és Kántor Károly: Nehéz, instabil részecske bomlása Wilson-kamrában.
4. Faragó Péter: A relativisztikus tömegváltozás kísér-leti vizsgálata 660 MeV energiájú protonokon.
5. Fogarassy Bálint: Négyszögletes üregeken keresztül- haladó elektronok mozgása.
6. Cornides István, Roósz József és Siegler Jánosné: Vizsgálatok Li-ionforrásokkal.
7. Vályi László: Egyenletes érzékenységű neutron-száml-áló.
8. Kormos István: Az EIT dekatron számlálósővel épí- tett scaler.
9. Pál Lénárd: Hexagonális szerkezetű kristályszer- csékből álló ferromágneses anyagok differenciális szuszeptibilitásának télerősségtől függése erős mág- nesekben.
10. Siklós Tivadar: A ferromágneses félvezetők kvan- tummechanikai elméletéhez.